

### 4 Versuchsergebnisse und Diskussion

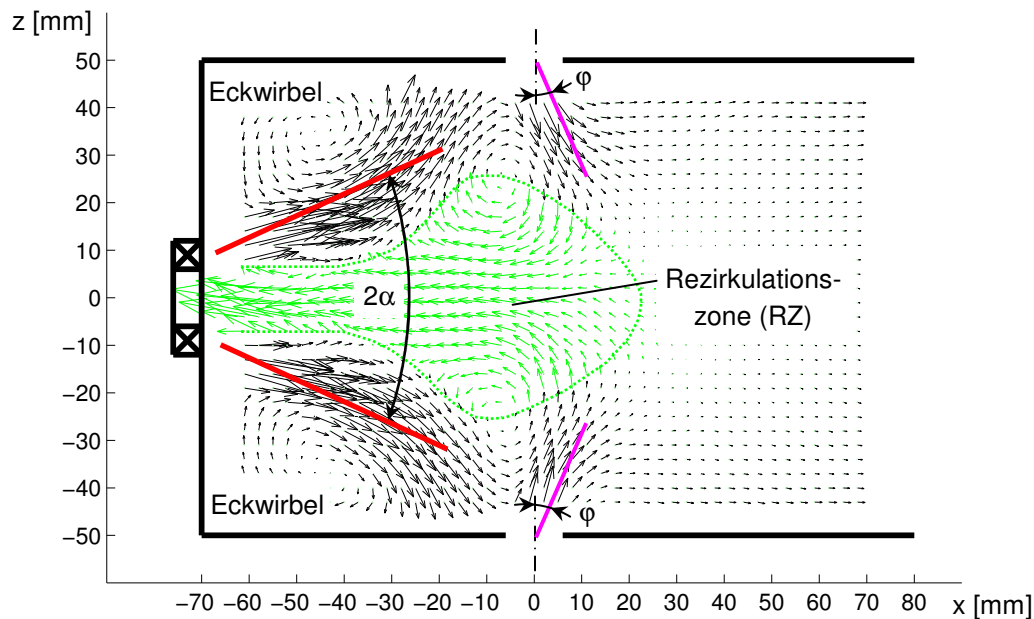
In diesem Kapitel werden ausgewählte Ergebnisse der verschiedenen experimentellen Untersuchungen dargestellt und diskutiert. Im ersten Abschnitt wird hierzu zunächst das Strömungs- und Mischungsfeld in der Mischkammer anhand zeitlich gemittelter Daten aus den LDA-, PIV-, und QLS-Messungen charakterisiert. Das darauf folgende Unterkapitel beschäftigt sich mit der Analyse instationärer Phänomene, wie dem zeitabhängigen Eindringverhalten der Sekundärluftstrahlen und düsennahen kohärenten Strukturen, die mit dem *Precessing Vortex Core* (PVC) der Drallströmung in Zusammenhang stehen. Hierzu dienen in erster Linie die zeitlich hoch aufgelösten Messungen mit der High Speed Kamera (HSFV), unterstützt durch die Zeitreihen der Axialgeschwindigkeitskomponente der Strömung, welche mittels der LDA-Messtechnik an ausgewählten Positionen aufgenommen wurden. An dieser Stelle wird auch auf diverse Zusatzuntersuchungen eingegangen, die eine Eingrenzung der möglichen Entstehungsursachen für die Fluktuation der Sekundärluftstrahlen zum Ziel hatten. Mit Hilfe einer Proper Orthogonal Decomposition (POD) ausgewählter PIV- und QLS- Daten wird schließlich eine Verbindung zwischen den unterschiedlichen instationären Phänomenen hergestellt und der Einfluss dieser kohärenten Strukturen auf das mittlere Strömungs- und Mischungsfeld transparent gemacht und dokumentiert.

#### 4.1 Mittleres Strömungs- und Mischungsfeld

Bild 4.1 zeigt einen gemittelten Vektorplot aus 1000 PIV - Einzelrealisationen in der Längsschnittkonfiguration (LS) bei  $y = 0$  mm, d.h. in einer vertikalen Symmetrieebene. Hierbei werden der mittlere Drallerzeuger und die beiden mittleren Einblaselöcher oben und unten jeweils mittig geschnitten. Die räumliche Auflösung des Vektorfeldes im Diagramm entspricht nicht der eigentlichen (deutlich höheren) Mess-Auflösung, da aus Gründen der Übersichtlichkeit nur jeder dritte Vektor dargestellt ist. In der hybriden Darstellung sind sehr gut die wesentlichen Merkmale des Strömungsfeldes in der Mischkammer zu erkennen:

- Die deutlich ausgeprägte Rezirkulationszone (grüne Vektoren mit negativer Axialgeschwindigkeit und Einhüllende), die sich bis in den Bereich der Sekundärlufteinblasung erstreckt und in z-Richtung oben und unten begrenzt ist durch den

- Ausströmkegel des Hauptmassenstroms, der durch die Dralldüse mit hoher positiver Axialgeschwindigkeit unter dem Winkel  $2\alpha$  in die Mischkammer eintritt,
- die Eckwirbel, die das Schnittbild eines toroidalen Wirbels sind, der sich zwischen den Ausströmkegeln benachbarter Drallerzeuger und der Mischkammerbegrenzung ausbildet und
- die Sekundärluftstrahlen, welche unter einem Winkel  $\varphi$  in die verdrehte Querströmung eintreten.

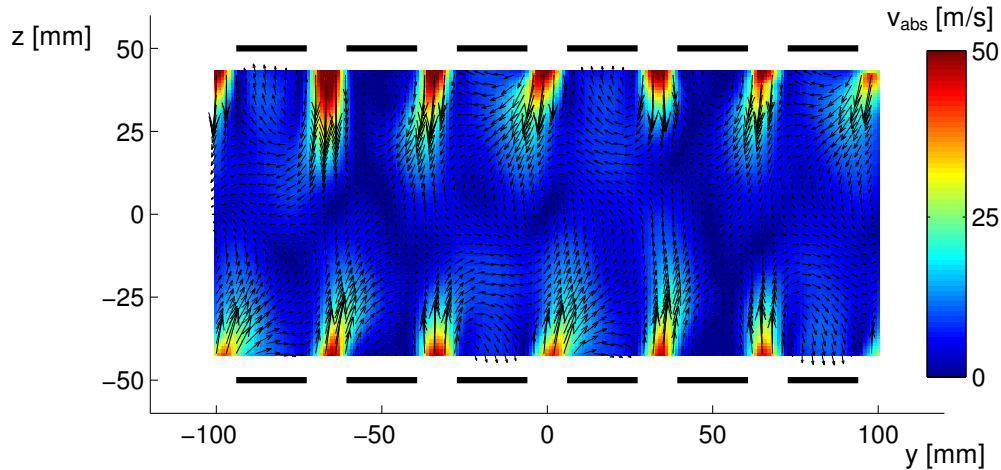


**Bild 4.1: PIV-Daten: Mittleres Strömungsfeld (LS,  $y=0$  mm,  $\dot{m} = 60$  g/s,  $J = 100$ )**

Beim Eindringwinkel  $\varphi$  der Sekundärluftstrahlen sowie beim Öffnungswinkel  $2\alpha$  des Ausströmkegels der Drallströmung konnte anhand der PIV-Daten keine merkliche Abhängigkeit vom Massenstrom oder vom Impulsverhältnis festgestellt werden. Diesen beiden Größen ( $\varphi$ ,  $2\alpha$ ) wird später bei der Betrachtung der instationären Strömungsverhältnisse jedoch noch eine entscheidende Bedeutung zukommen.

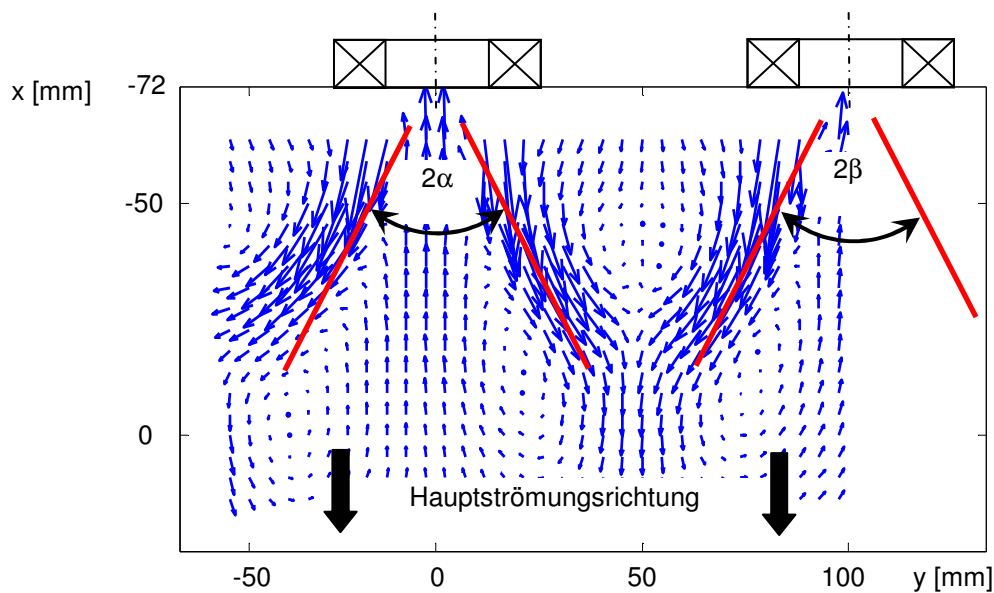
Der mittlere Verlauf der Sekundärluftstrahlen beim Eindringen in die Mischkammer ist besonders gut im Querschnitt in der Einblaseebene ( $x = 0$  mm) zu beobachten. Im Beispiel in Bild 4.2 ist dies bei einem Massenstrom von  $\dot{m}=150$  g/s dargestellt. Auffällig ist die örtliche Variation der Eindringtiefe der Jets. Die mittleren Strahlen ( $y = 0$ ) werden trotz des hohen Impulsverhältnisses von  $J = 200$  oben und unten jeweils bei geringer Eindringtiefe sehr stark in Richtung des Dralls umgelenkt. Gleichzeitig werden die jeweils benachbarten Strahlen entweder durch den Drall verstärkt ( $y = -33,33$  mm, oben und  $y = +33,33$  mm, unten) oder abgeschwächt ( $y = -$

33,33 mm, unten und  $y = +33,33$  mm, oben). Die Farbdarstellung im Hintergrund des Vektorplots gibt in dieser Darstellung den Wert der Absolutgeschwindigkeit ( $\sqrt{v^2 + w^2}$ ) wieder.



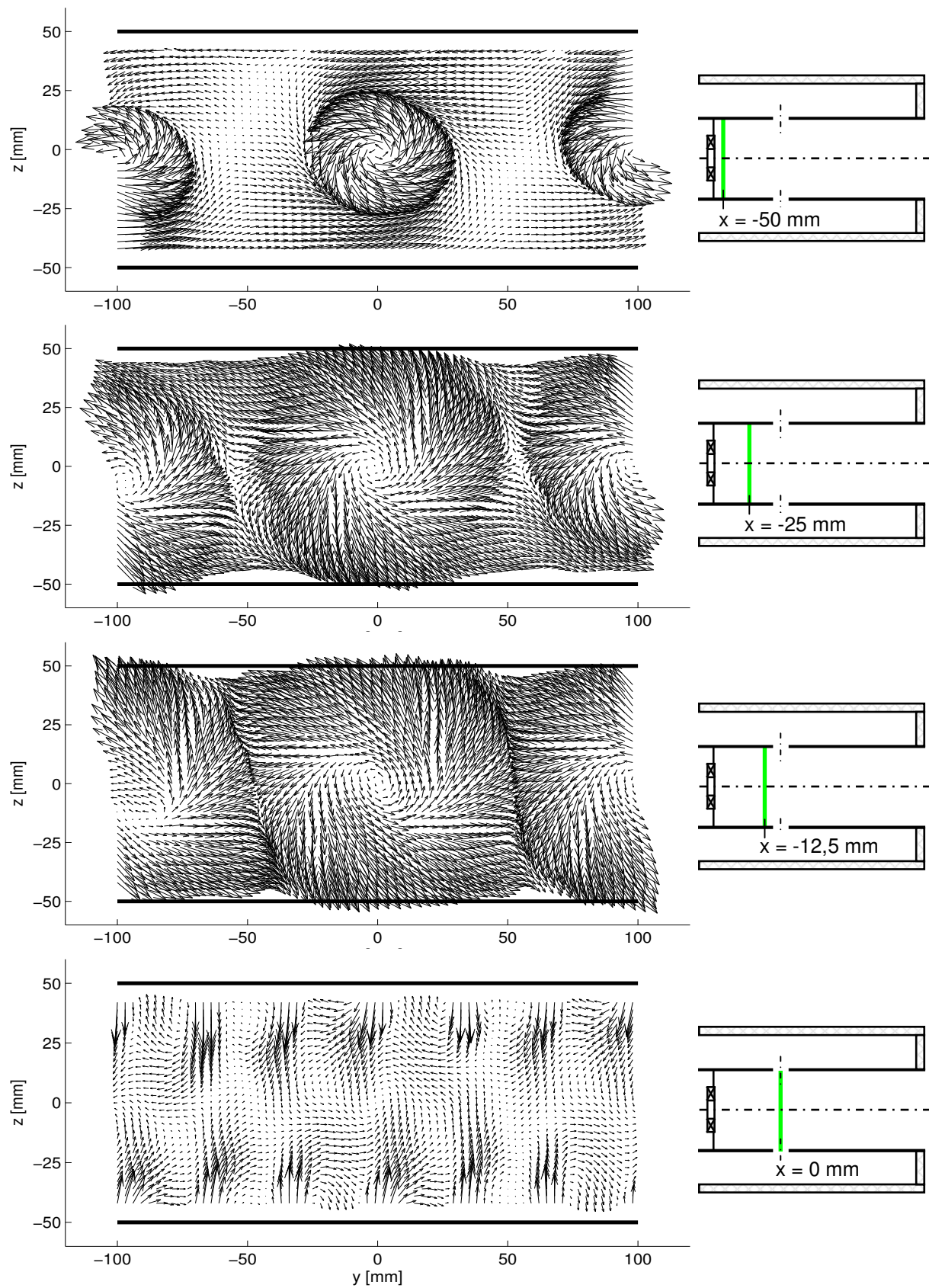
**Bild 4.2: PIV-Daten: Mittleres Strömungsfeld (QS,  $x=0$  mm,  $\dot{m} = 150$  g/s,  $J = 200$ )**

Im Horizontalschnitt in Bild 4.3 ist das Geschwindigkeitsfeld für 1,5 Brennerteilungen (von  $y = -50$  mm bis  $y = +100$  mm) dargestellt. Hierbei ist im Vergleich mit der Längsschnitt-Darstellung von Bild 4.1 eine deutlich schwächere lokale Ausprägung des toroidalen Wirbels jenseits des Ausströmkegels ( $x = -50$  mm;  $y = +50$  mm) zu beobachten. Dieser Unterschied kann dadurch begründet werden, dass hier eine Interaktion mit der benachbarten Drallströmung und nicht mit der oberen und unteren Brennkammerwand vorliegt.



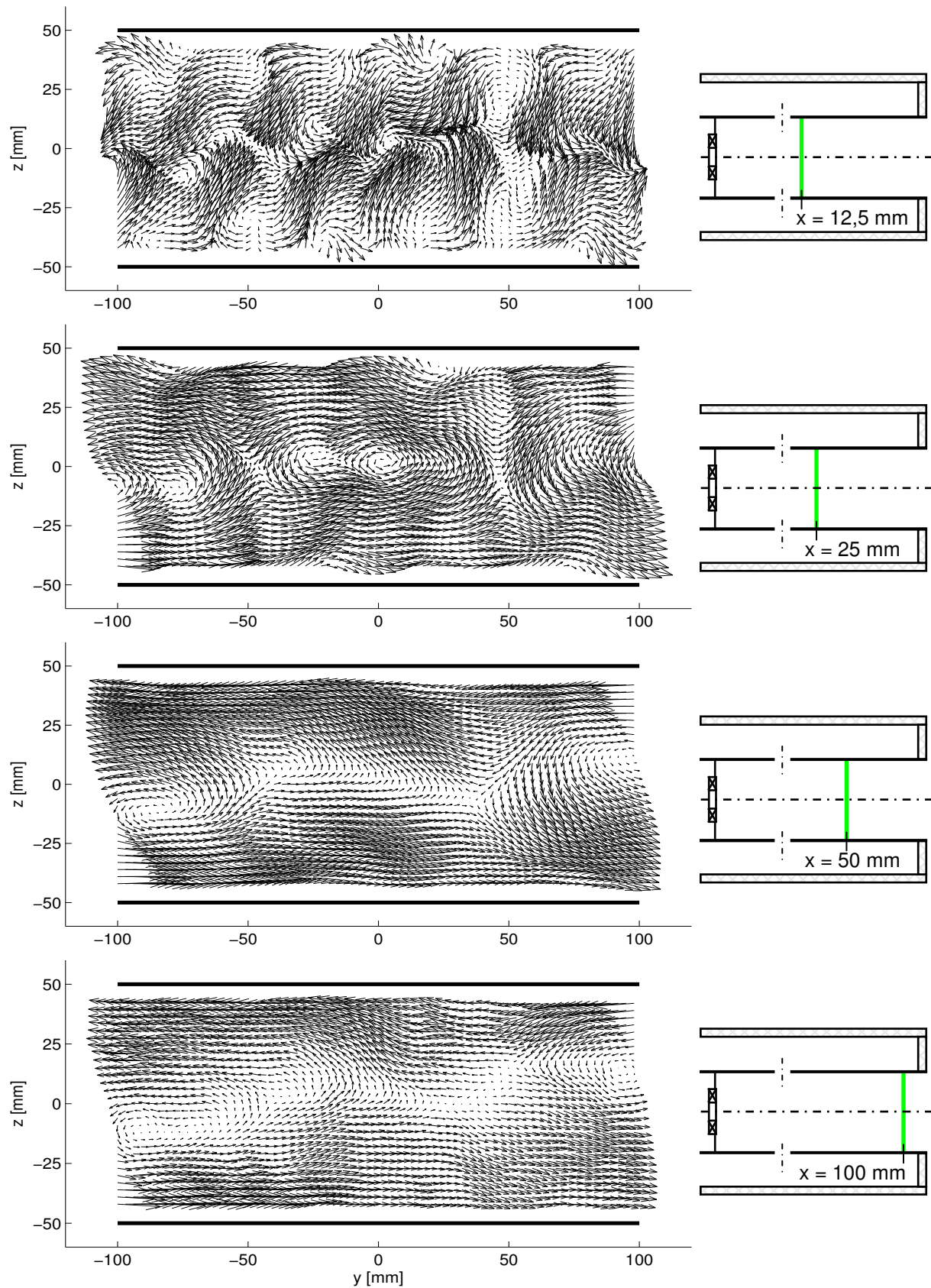
**Bild 4.3: PIV-Daten: Mittleres Strömungsfeld (HS,  $z = 0$  mm,  $\dot{m} = 60$  g/s,  $J = 0$ )**

Neben der Betrachtungsweise im Längsschnitt nach Bild 4.1 kann die axiale Entwicklung der Brennkammerströmung gut anhand der acht Darstellungen in Bild 4.4 bzw. Bild 4.5 charakterisiert werden. Auch wenn im ersten Vektorplot bei  $x = -50$  mm die Geschwindigkeitsvektoren aufgrund der extrem hohen Out-Of-Plane-Komponente, starker Gradienten und einem dominanten Einfluss an Reflexion fehlerbehaftet sind, werden dennoch gut die einzelnen klar definierten Ausströmkegel der 22 mm stromauf gelegenen Drallerzeuger erfasst. Zusätzlich ist zu bemerken, dass sich bereits nach dieser kurzen Distanz schon eine globale Umlaufströmung, verursacht durch den gleichsinnigen Drall der drei Düsen, ausgebildet hat. An der Position  $x = -25$  mm haben sich die Ausströmkegel bereits so stark vergrößert, dass sie sich fast berühren. Dieser Zustand ist bei  $x = -12,5$  mm bereits erreicht; im Mittel stellt sich nun die einzelne Drallströmung als ein Parallelogramm dar, das durch die Scherschicht benachbarter Drallerzeuger und die obere und untere Brennkammerwand gebildet wird. In dieses stark drallbehaftete Feld, das sich über den gesamten Brennkammerquerschnitt erstreckt, dringen nun bei  $x = 0$  mm die Sekundärluftstrahlen ein (vgl. auch Bild 4.2). Kurz nach der Einblaseebene ( $x = +12,5$  mm) entwickelt sich durch die Überlagerung der beiden Strömungen ein sehr turbulentes Feld, in dem eine zügige Vermischung zwischen Hauptstrom und Sekundärluftstrahlen stattfindet. Dies wird später bei der Diskussion des axialen Vermischungsverlaufs durch die Analyse der QLS-Daten noch besonders deutlich. In der weiteren Entwicklung stromab ( $x = +25$  mm /  $x = +50$  mm) erfolgt dann eine langsame Auflösung der einzelnen separierten Drallströmungen. Die globale Umlaufströmung in der Mischkammer ist nun dominant. 172 mm stromab der Dralldüsen ( $x = +100$  mm) hat sich der zentrale Wirbel aufgrund der Scherung mit den Wirbeln der benachbarten Dralldüsen nahezu aufgelöst. Nur die beiden äußeren Wirbel sind immer noch ausgeprägt, da auf ihren Außenseiten lediglich Wandreibungskräfte und nicht Scherkräfte mit weiteren Drallströmungen wirken. In einer realen, torusförmigen Brennkammer, bei der zu hundert Prozent periodische Randbedingungen vorherrschen, ist demzufolge bei einer solchen Konfiguration von Dralldüsen und Mischkammergeometrie nur noch mit einer globalen Umlaufströmung zu rechnen, welche von mehreren kleinskaligen Wirbeln überlagert wird.



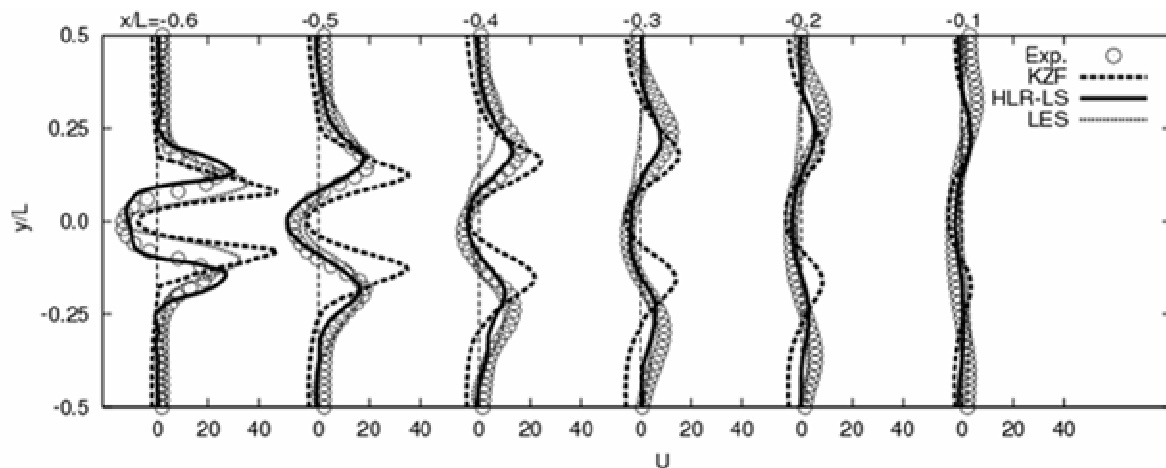
**Bild 4.4.: PIV-Daten: Mittleres Strömungsfeld (QS,  $\dot{m} = 60 \text{ g/s}$ ,  $J = 100$ )  $x_i = -50/-25/-12,5/0 \text{ mm}$**





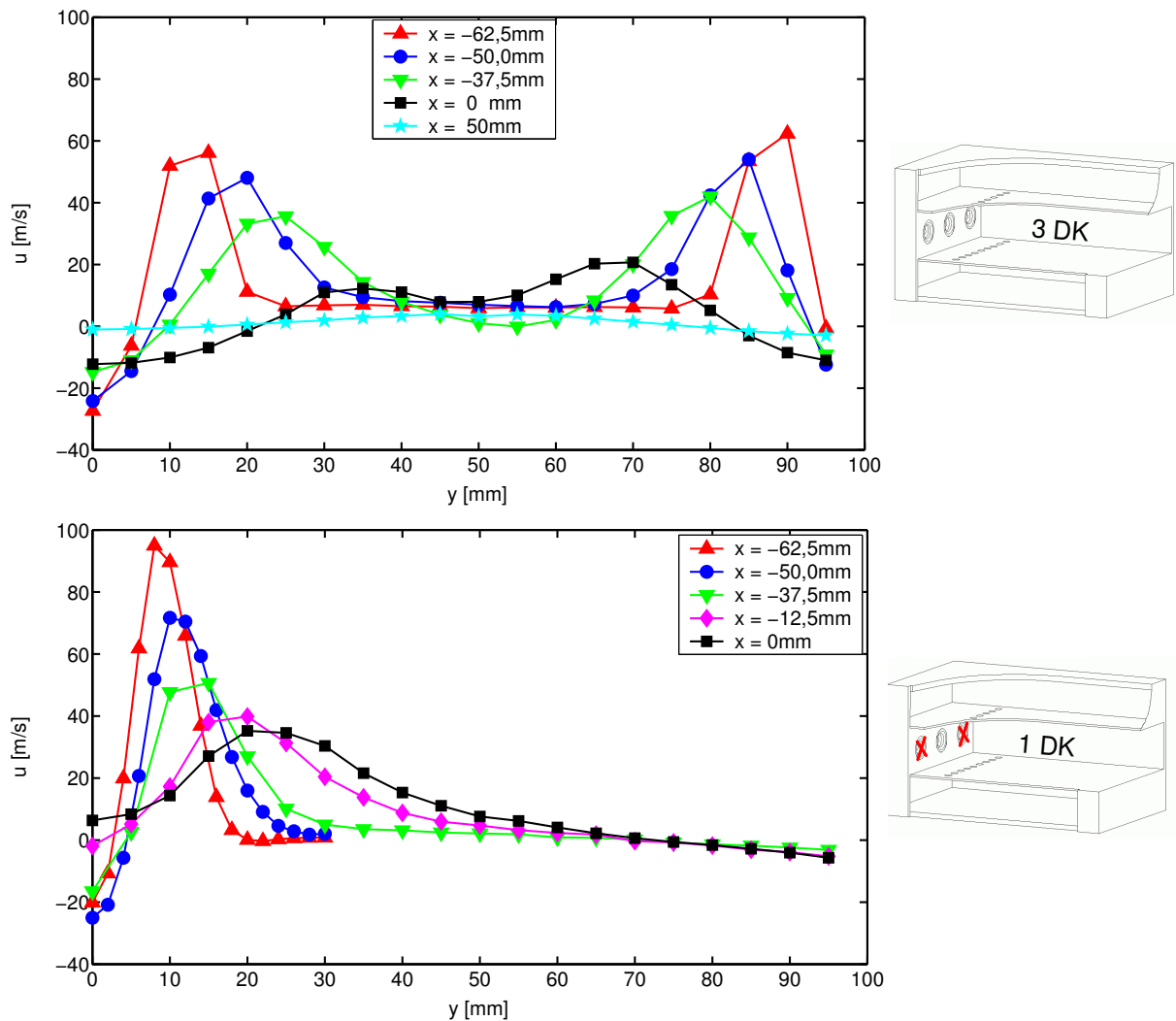
**Bild 4.5: PIV-Daten: Mittleres Strömungsfeld (QS,  $\dot{m} = 60 \text{ g/s}$ ,  $J = 100$ )  $x_i = 12,5/25/50/100 \text{ mm}$**

Die experimentell gewonnenen Daten konnten bereits für erste Vergleiche mit numerischen Rechnungen herangezogen werden. In einer Studie von Kniesner [46] wurde die in der vorliegenden Arbeit verwendete Mischkammergeometrie in ein Rechengitter übertragen, um verschiedene Modelle zur Beschreibung des Strömungsverhaltens zu untersuchen. Bild 4.6 zeigt in einem Beispiel die Axialkomponente der Geschwindigkeit für  $z = 0$  (Horizontalschnitt, HS) bei einem Massenstrom von  $\dot{m} = 60 \text{ g/s}$  (20 g/s pro Düse) ohne Sekundärlufteinblasung an verschiedenen  $x$ -Positionen. Die Geometriedaten wurden hierbei auf die Mischkammerhöhe (in [46] mit  $L$  bezeichnet) von 100 mm bezogen. In lateraler Richtung erstreckt sich der betrachtete Bereich genau über den mittleren Drallerzeuger (von  $y = -50 \text{ mm}$  bis  $y = +50 \text{ mm}$ ). Das von Kniesner [46] entwickelte hybride LES/RANS-Modell (HLR-LS) zeigt bereits gute Übereinstimmungen mit den experimentell durch PIV gewonnen Geschwindigkeitsdaten.



**Bild 4.6: Profile der Axialgeschwindigkeit ( $\dot{m} = 60 \text{ g/s}$ ,  $J = 0$ ),  $z = 0$ , Variation von  $x$ , Vergleich zwischen Experiment (PIV) und unterschiedlichen numerischen Modellen [46]**

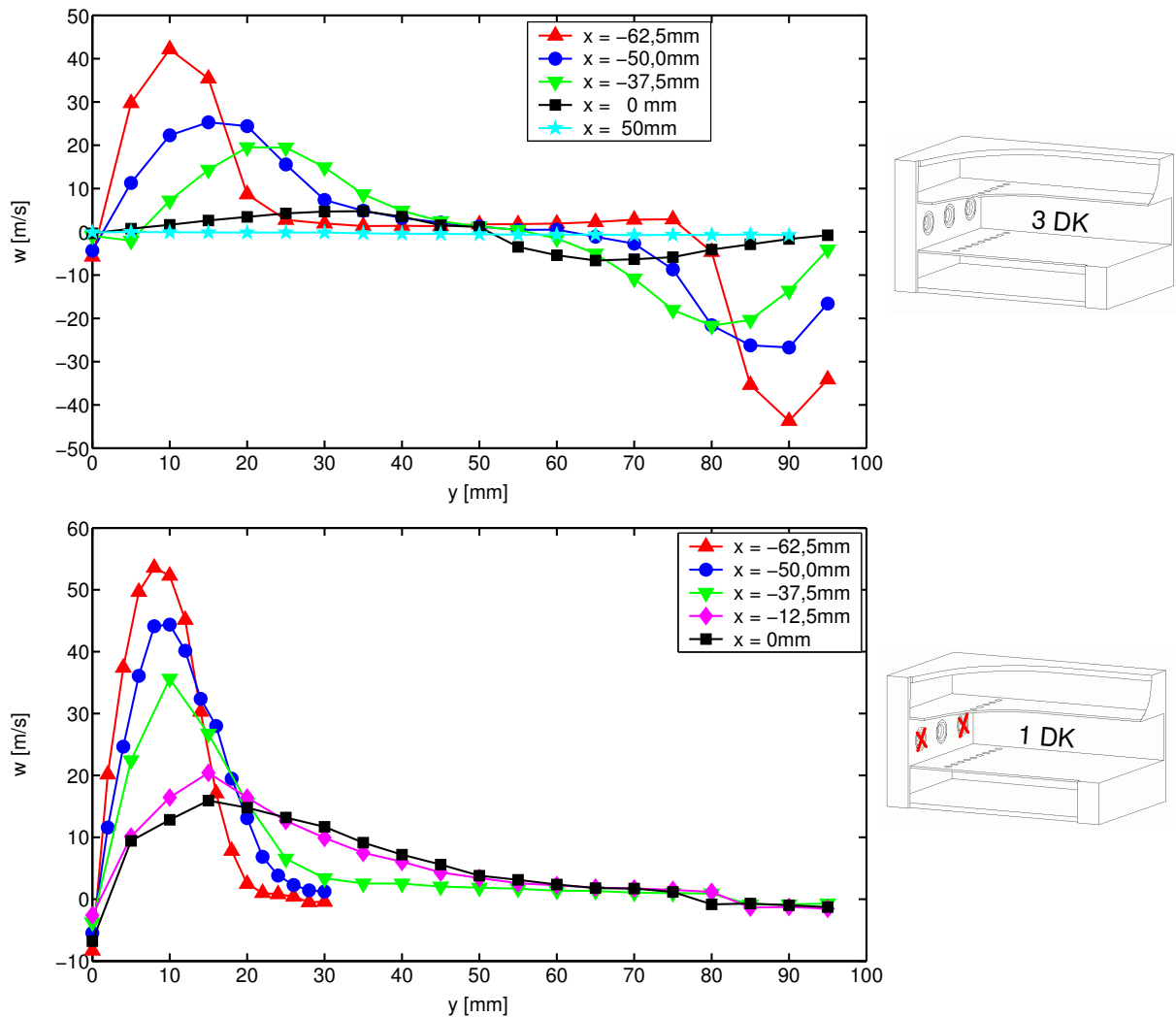
Wie bereits unter Abschnitt 3.4.4 erwähnt worden ist, stehen neben den PIV-Daten für weitere Vergleiche auch Daten aus LDA-Messungen zur Verfügung. Bei diesen Untersuchungen stand allerdings der Vergleich zwischen einer Mischkammerkonfiguration mit nur einer Dralldüse (1DK) und der Standard-Konfiguration mit drei Dralldüsen (3DK) im Vordergrund. Um beim Ein-Düsen-Fall auch noch eine hohe Sicherheit für die Einstellung des Massenstroms gewährleisten zu können, wurde diese Studie jedoch hauptsächlich für die Massenstromeinstellung  $\dot{m} = 150 \text{ g/s}$  (50 g/s pro Düse) durchgeführt.



**Bild 4.7: LDA-Daten: Axialgeschwindigkeitsprofile ( $\dot{m} = 50\text{ g/s pro Düse}$ ,  $J = 0$ ) bei  $z = 0$ , versch. ax. Positionen, oben: 3-Düsen-Konfiguration (3DK), unten 1-Düsen-Konfiguration (1DK)**

Aus den Darstellungen in Bild 4.7 und Bild 4.8 können die wesentlichen Erkenntnisse dieser Studie hinsichtlich des mittleren Strömungsfeldes abgeleitet werden. Bild 4.7 zeigt die Axialgeschwindigkeitsprofile für beide Fälle (3DK oben / 1DK unten). Im Einflussbereich des mittleren Drallerzeugers ist zunächst eine deutliche Ähnlichkeit zwischen beiden Konfigurationen zu erkennen. Im weiteren lateralen Verlauf verflacht die Axialgeschwindigkeit im Ein-Düsen-Fall zu null, wobei bei der vollen Drei-Düsen-Konfiguration erwartungsgemäß ein erneuter Anstieg von  $u$  aufgrund der benachbarten Düse erfolgt. Die Tangentialgeschwindigkeitsprofile (siehe Bild 4.8), welche den unter Abschnitt 2.3.2 beschriebenen typischen Verlauf aufweisen (Festkörperrotation im Inneren, Übergangsbereich, hyperbelartiger Abfall im Außenbereich), sind für beide Konfigurationen nahezu identisch.



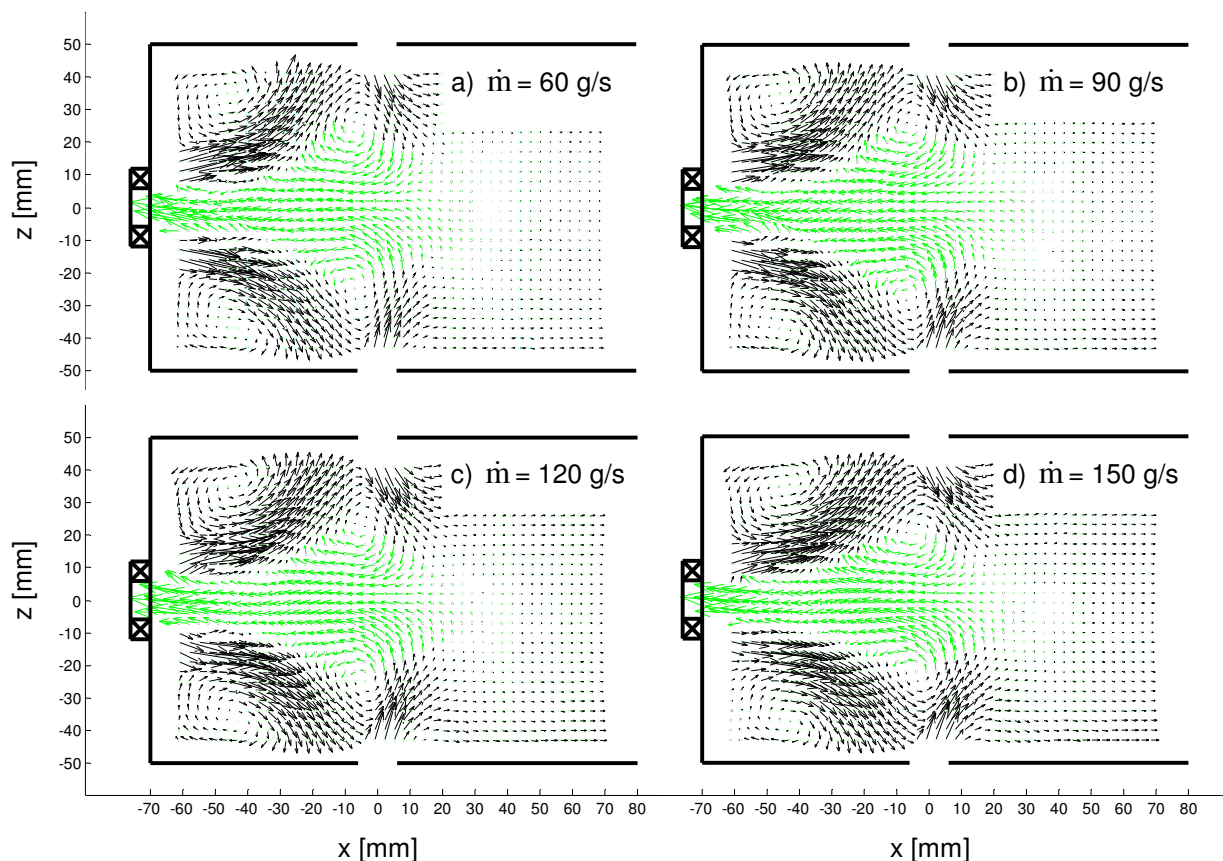


**Bild 4.8: LDA-Daten: Tangentialgeschwindigkeitsprofile ( $\dot{m} = 50 \text{ g/s pro Düse}$ ,  $J = 0$ ) bei  $z = 0$ , versch. ax. Positionen, oben: 3-Düsen-Konfiguration (3DK), unten 1-Düsen-Konfiguration (1DK)**

Auf Seiten des Axialgeschwindigkeitsprofils wiederum sind auch im für den Vergleich relevanten lateralen Bereich (Bild 4.7:  $0 \text{ mm} \leq y \leq 50 \text{ mm}$ ) gewisse Unterschiede in den Strömungsprofilen erkennbar: Das Maximum der Axialgeschwindigkeit ist bei 1DK höher als bei 3DK. Dies ist verbunden mit einer deutlich stärkeren Aufweitung der Drallströmung im Drei-Düsen-Fall, was zu einem wesentlich weiter stromab liegenden Kollabieren der Rezirkulationszone führt: Die axiale Ausdehnung liegt bei 3DK jenseits der Einblaseebene ( $x > 0 \text{ mm}$ ), bei 1DK bei  $x \approx -12,5 \text{ mm}$ . Erklärt werden kann dieses Verhalten durch die unterschiedlichen Randbedingungen für das Strömungsfeld der mittleren Dralldüse: Im Fall 1DK befindet sich links und rechts der zentralen Drallströmung Umgebungsluft ohne Eigenimpuls, welche durch Reibung mit aufgenommen wird; die Mischkammerbegrenzungen sind weit entfernt. Bei 3DK befinden sich rechts und links jedoch zwei weitere Drallströmungen, deren

gegensätzlicher Tangentialimpuls in der ‚Berührungszone‘ für eine hohe Relativgeschwindigkeit zwischen den benachbarten Drallströmungen sorgt. Der daraus resultierende Unterdruck ist verantwortlich dafür, dass sich die Drallströmungen hier aufeinander zu bewegen, was mit einer vergrößerten Aufweitung einhergeht.

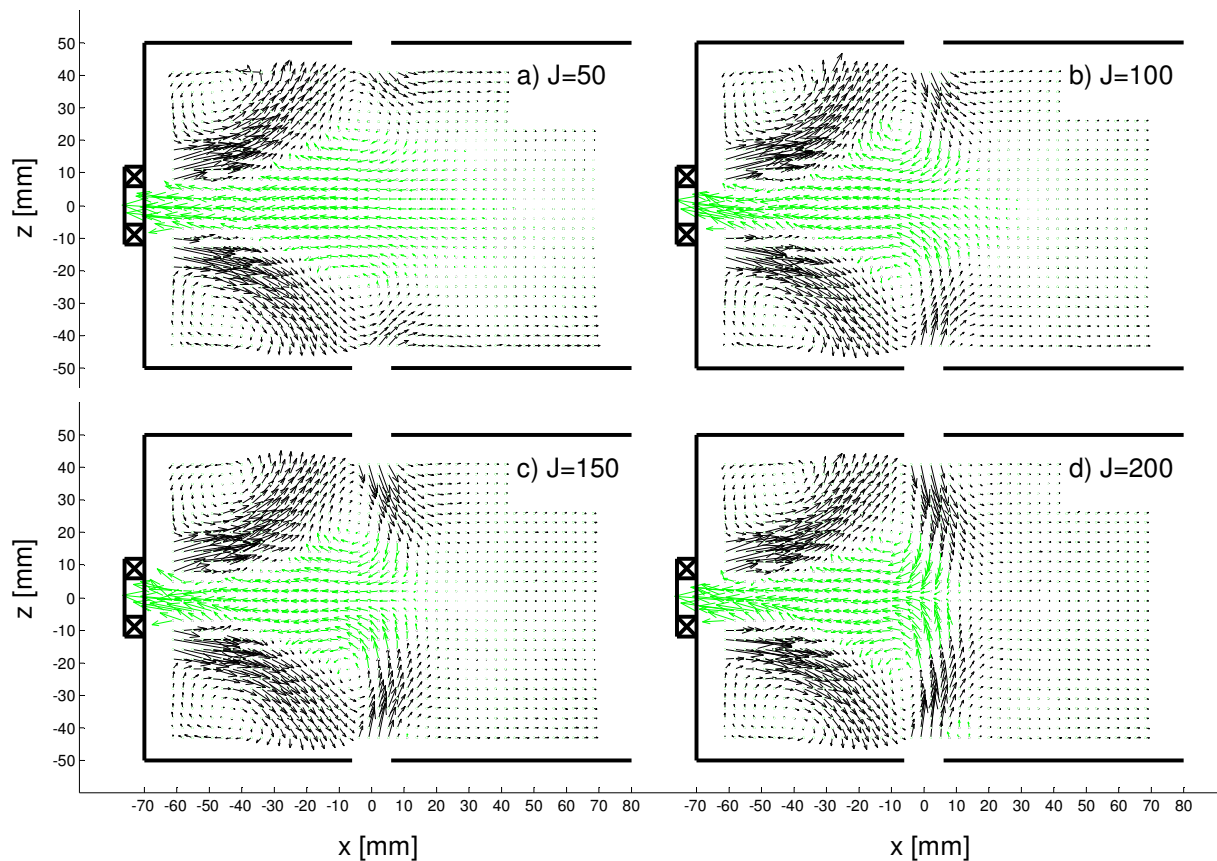
Bei der Beurteilung der Strömungsvorgänge in der Mischkammer ist die Größe und Form der Rezirkulationszone von besonderem Interesse. Wie in Bild 4.1 bereits dargestellt, reicht sie teilweise weit über den Bereich der Einblaseebene hinaus und erstreckt sich stromauf bis in die Dralldüse hinein. Eine Variation des Massenstroms bringt zunächst aufgrund der Kontinuitätsgleichung eine direkt proportionale Anhebung der Geschwindigkeit im Ausströmkegel mit sich. Verbunden hiermit ist auch ein linearer Anstieg des Betrags der (negativen) Geschwindigkeit in der Rezirkulationszone nahe dem Düsenaustritt. Hinsichtlich der Gestalt und Größe ist jedoch qualitativ keine Änderung der Rezirkulationszone feststellbar (siehe Bild 4.9).



**Bild 4.9:** Mittleres Strömungsfeld (LS,  $y=0$ ),  $J = 100$ , Variation von  $\dot{m}$

Die Grafik zeigt das mittlere Strömungsfeld im Längsschnitt in der Symmetrieebene ( $y = 0 \text{ mm}$ ) bei einem Impulsverhältnis von  $J = 100$  für vier unterschiedliche Massenströme. Auch bei der quantitativen Analyse zur Größe der Rezirkulationszone

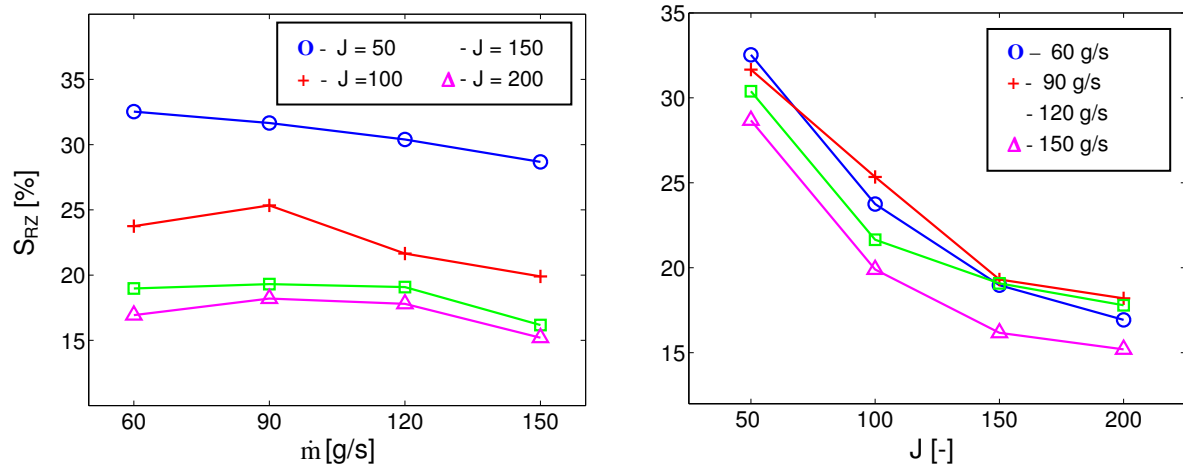
( $S_{RZ}$ ) ist keine eindeutige Tendenz festzustellen (linke Seite von Bild 4.11). Für die Ermittlung dieser Größe diente die Anzahl der Vektoren mit negativer Axialkomponente innerhalb des Ausströmkegels als Grundlage. Diese Zahl wurde auf die Gesamtanzahl der Vektoren im Feld ( $86 \times 132 = 11352$ ) bezogen. Bei der Interpretation der Werte ist zu beachten, dass eine gewisse Unsicherheit bei der Detektion des Randes der RZ vorhanden ist, da insbesondere am freien Staupunkt die Axialkomponente der meisten Geschwindigkeitsvektoren sehr nahe bei 0 m/s liegt. Bei Betrachtung des Strömungsbildes in Abhängigkeit vom Impulsverhältnis zeigt sich jedoch bereits qualitativ ein starker Einfluss der Sekundärluftstrahlen auf die Ausbildung der RZ: Wie in Bild 4.10 zu sehen ist, wird die RZ insbesondere in ihrer Länge mit wachsendem  $J$  stark verkürzt.



**Bild 4.10:** Mittleres Strömungsfeld (LS,  $y=0$ ),  $\dot{m} = 60$  g/s, Variation von  $J$

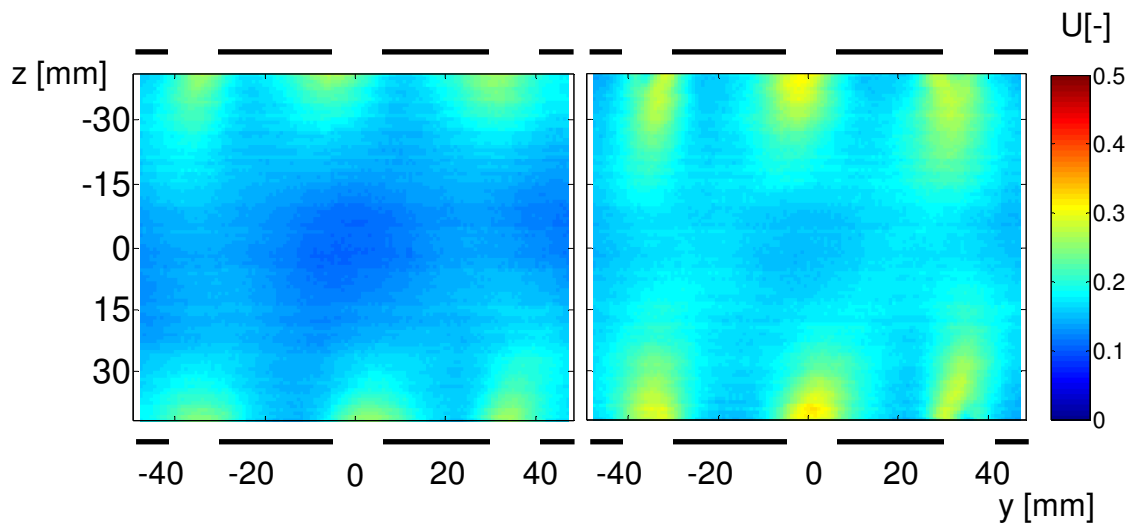
Dieses Verhalten wird durch die oben zuvor beschriebene quantitative Analyse bestätigt (siehe Bild 4.11, rechts). Für alle vier Massenströme nimmt die Größe der Rezirkulationszone kontinuierlich ( $J = 50 \rightarrow 100$ : ca. 8%,  $J = 100 \rightarrow 150$ : ca. 4%,  $J = 150 \rightarrow 200$ : ca. 2% um insgesamt 15-16% ( $J = 50 \rightarrow 200$ ) ab. Verantwortlich hierfür ist der zusätzliche Masseneintrag durch die Sekundärluftstrahlen, welche zum einen

weiter in z-Richtung in die Mischkammer eindringen und zusätzlich eine Erhöhung des Gesamttransportes an Masse in Hauptströmungsrichtung bewirken. Bildlich gesprochen wird die anfangs sehr ausgedehnte Rezirkulationszone (siehe z.B. Bild 4.10 a) mit steigendem Impulsverhältnis von den Jets mehr und mehr ‚gestaucht‘. Verbunden ist dies auch mit einem zusätzlichen Eintrag von Sekundärluft in die Rezirkulationszone.



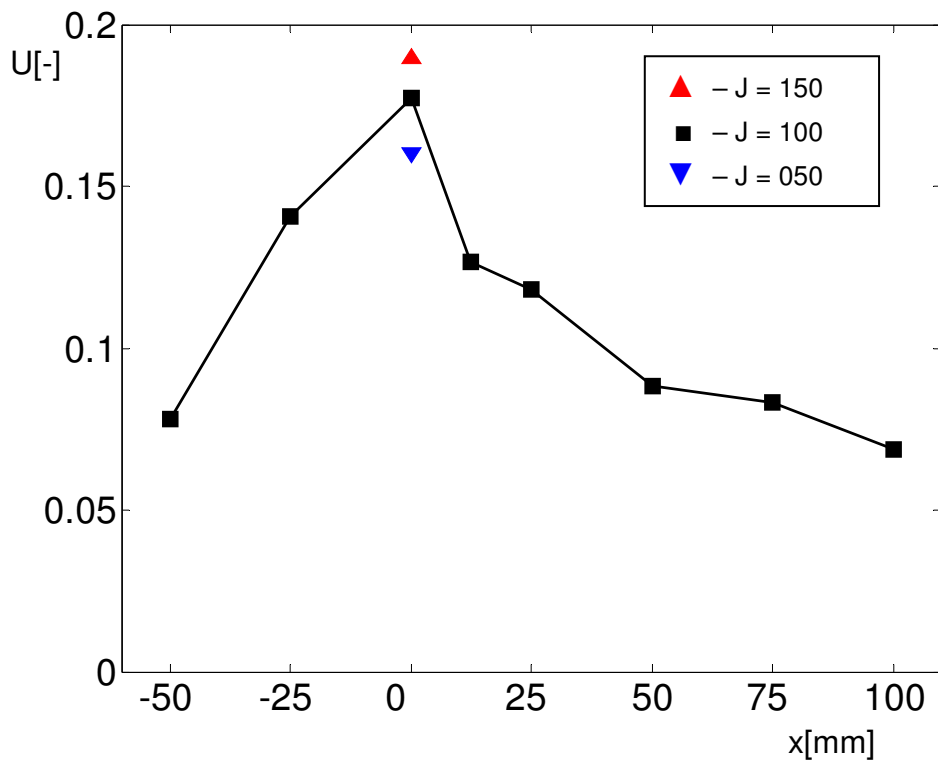
**Bild 4.11:** Abhängigkeit  $S_{RZ}$  von  $\dot{m}$  (links) bzw.  $J$  (rechts)

Das im Geschwindigkeitsfeld analysierte Verhalten der Strömung spiegelt sich auch im Mischungsverhalten zwischen Sekundärluft und Hauptstrom wider. Wie bereits von Krautkremer in [49] festgestellt, hat der Hauptmassenstrom bei gleichem Impulsverhältnis nur einen untergeordneten Einfluss auf den Mischungszustand. Dagegen sind bei Variation von  $J$ , insbesondere natürlich in der Einblaseebene, deutliche Unterschiede in der lokalen Ungemischtheit vorhanden (siehe Bild 4.12). In beiden Grafiken ist jeweils die Ungemischtheit im Einflussbereich des zentralen Drallerzeugers in der Einblaseebene (QS,  $x = 0$  mm) in Falschfarben dargestellt. Im Bereich der Sekundärlufteinblasung ist eine deutlich höhere Ungemischtheit beim hohen Impulsverhältnis von  $J = 150$  zu bemerken als bei  $J = 50$ .



**Bild 4.12:** Ungemischtheit (QS,  $x = 0$ ) bei  $\dot{m} = 150$  g/s, links:  $J = 50$ , rechts:  $J = 150$

Auch bei der Quantifizierung der globalen Unmixedness ist dieser Effekt erkennbar. In Bild 4.13 ist hierzu bei  $x = 0$  mm (Einblaseebene) dieser Wert für die drei verschiedenen Impulsverhältnisse  $J = 50 / 100 / 150$  dargestellt.



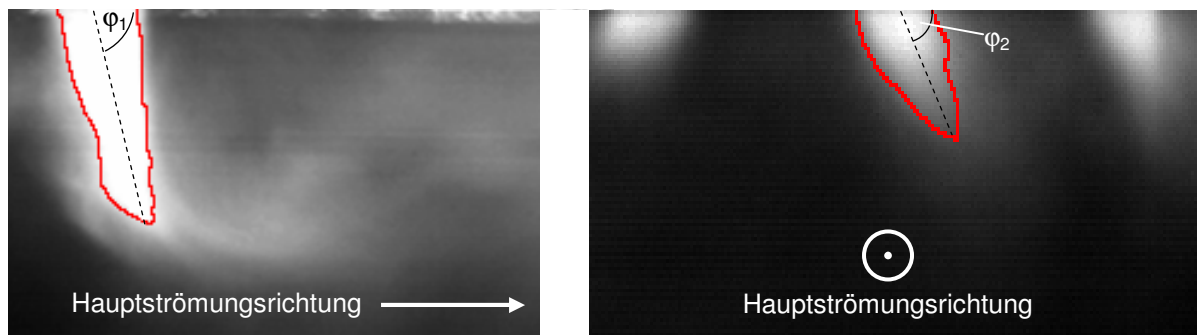
**Bild 4.13:** QLS-Ergebnisse: Axialer Mischungsverlauf ( $\dot{m} = 150$  g/s)

Der axiale Mischungsverlauf ist hierbei für  $J = 100$  abgebildet. Erwartungsgemäß tritt der höchste Wert der Ungemischtheit in der Einblaseebene auf, da an dieser Stelle pure Sekundärluft vorhanden ist, die für eine starke Abweichung vom globalen Mischungs-

Mittelwert verantwortlich ist. Die starke Drallströmung sorgt für eine sehr gute Durchmischung stromab der Einblaseebene, was sich im rapiden Abfall der Unmixedness im Bereich  $0 < x < 50$  mm äußert. Wie bei einem Vergleich mit den Querschnittsbetrachtungen des mittleren Strömungsfeldes aus Bild 4.5 zu sehen ist, korreliert dieser Zusammenhang sehr gut mit dem Strömungsverhalten in diesem axialen Bereich, was wiederum für eine enge Kopplung zwischen Mischungs- und Strömungsfeld spricht. Stromauf der Einblaseebene ist ebenfalls eine gute Durchmischung durch die Rezirkulation gewährleistet. Die torusförmigen Wirbel sorgen für die Aufrechterhaltung des Sekundärluftanteils im vorderen Bereich der Primärzone, was zu einer Vergleichmäßigung der beiden Stoffströme und damit zur Absenkung der globalen Ungemischtheit im Vergleich zur Einblaseebene beiträgt.

### 4.2 Instationäres Strömungsverhalten

Unter Abschnitt 2.3.3 und 2.4 wurde bereits erwähnt, dass diese Arbeit an die von Krautkremer [49] durchgeführten Untersuchungen hinsichtlich des instationären Eindringverhaltens der Sekundärluftstrahlen in die Mischkammer anknüpft. Daher wurde in einem ersten Schritt zur Untersuchung der instationären Strömungsphänomene der Fokus zunächst auf den Bereich der Einblaseebene gelegt.



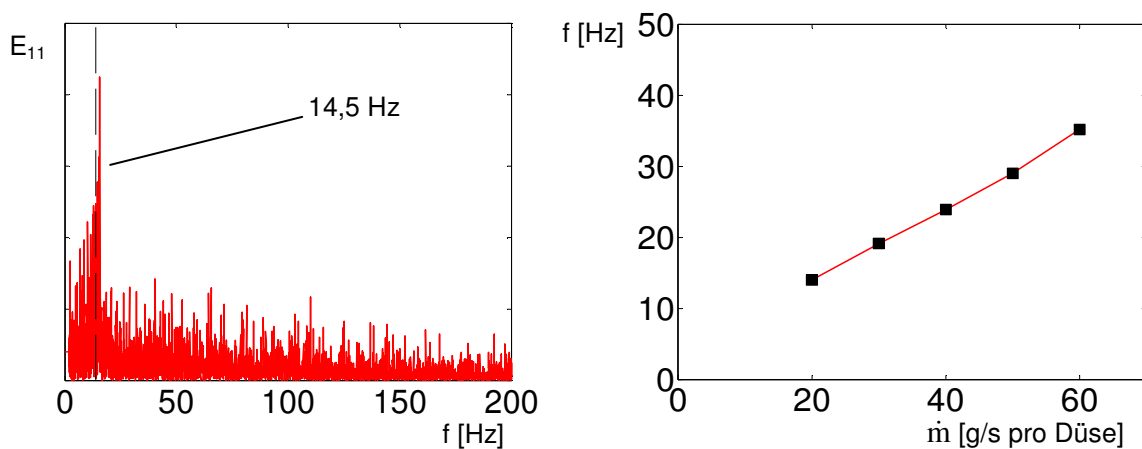
**Bild 4.14:** High-Speed-Kamera-Momentaufnahmen der Sekundärluftstrahlen bei  $\dot{m} = 60$  g/s,  $J = 100$ , links: LS ( $y = 0$  mm), rechts: QS (Einblaseebene,  $x = 0$  mm)

Die obige Grafik (Bild 4.14) zeigt zwei Einzelbilder der mit der High-Speed-Kamera aufgenommenen Sekundärluftstrahlen. Links im Bild ist eine Längsschnitt- und rechts eine Querschnittskonfiguration dargestellt. Im Anschluss an die Bildverarbeitung und Konturerkennung (rote Berandungskurven) wurden neben den in den Bildern angedeuteten Eindringwinkel  $\varphi_1$  und  $\varphi_2$  auch noch weitere Charakteristika der Jets aufgenommen und analysiert:



- Eindringtiefe in z-Richtung
- Seitliche Auslenkung (y-, bzw. x-Richtung)
- Absolute Strahllänge
- Länge des Jets bis zum Flächenschwerpunkt
- Winkel der Verbindung Lochmitte – Flächenschwerpunkt
- Integraler Grauwert eines ausgewählten Bildbereichs um den Strahl

Da sich bei der weiteren Auswertung für den Parameter Eindringwinkel das beste Signal-Rausch-Verhältnis ergab, wurde dieser als Hauptparameter zur Charakterisierung definiert. Alle anderen Parameter wurden jedoch bei jeder Versuchsreihe mit ausgewertet und zeigten, soweit eine sinnvolle Auswertung möglich war, das gleiche Zeitverhalten. Bei der Analyse wurde des Weiteren festgestellt, dass wiederum hinsichtlich des Zeitverhaltens der eindringenden Sekundärluftstrahlen keine Abhängigkeit von der jeweiligen Betrachtungsebene (QS / LS) besteht; bei der Diskussion der Ergebnisse wird daher im Folgenden nur noch allgemein der Eindringwinkel  $\varphi$  zur Charakterisierung verwendet.



**Bild 4.15: Links: Frequenz der Jet-Fluktuation ( $\varphi(t)$ ) bei  $\dot{m} = 20$  g/s pro Düse, rechts: Abhängigkeit vom Hauptmassenstrom**

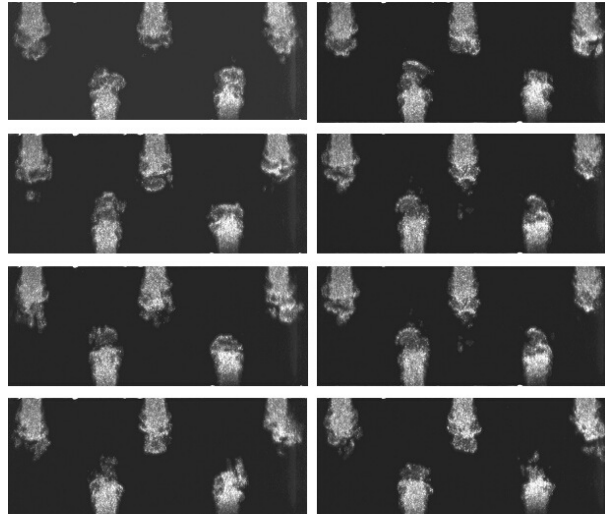
Nach der Ableitung der Zeitreihe  $\varphi(t)$  aus der mit der High-Speed-Kamera aufgenommenen Bilderserie wurde mittels einer FFT das Spektrum ermittelt. Bild 4.15 zeigt auf der linken Seite als Beispiel das Ergebnis einer solchen Transformation für das Zeitverhalten des Eindringwinkels des mittleren oberen Sekundärluftstrahls bei einem Hauptmassenstrom von  $\dot{m} = 60$  g/s (entspricht 20 g/s pro Düse); das Impulsverhältnis betrug hierbei  $J = 100$ . Es ist deutlich ein Peak bei ca. 14,5 Hz zu erkennen. Die Ergebnisse einer Variation des Massenstroms sind auf der rechten Seite

von Bild 4.15 dargestellt. Es zeigt sich eine direkte Proportionalität zwischen dem Hauptmassenstrom und der Frequenz der Sekundärluftstrahl-Schwingung. Die Untersuchung zeigte weiterhin, dass eine Variation des Impulsverhältnisses keinen Einfluss auf die Frequenz der Oszillation hat. Dieses Verhalten wurde für mehrere Jets der oberen und unteren Einblasereihe überprüft und bestätigt.

Zur Eingrenzung des Entstehungsmechanismus dieses Phänomens wurden verschiedene Tests durchgeführt:

- Akustische Entkopplung der Einblaselöcher durch Einbau von Leitblechen im Nebkanal
- Variation der Einblasloch-Durchmesser
- Veränderung der Nebkanalhöhe
- Einblasung in eine glatte Querströmung

Die ersten drei Punkte zeigten keinerlei Auswirkungen auf das Eindringverhalten der Jets bezüglich der oben beschriebenen Frequenzen. Bei der Einblasung in eine glatte Querströmung zeigte sich wie erwartet ein vollkommen anderes Bild der Strömungssituation in der Einblaseebene (Bild 4.16).



**Bild 4.16: Einblasung in ebene Querströmung (QS,  $x = 0$ ,  $\dot{m} = 60$  g/s,  $J = 100$ )**

Im Gegensatz zum teilweise chaotischen Eindringverhalten bei verdrahlter Querströmung (vgl. z.B. Bild 2.7) ist bei der glatten Querströmung eine deutliche Regelmäßigkeit im Eindringverhalten der Jets zu beobachten. Bild 4.16 zeigt hierzu acht Aufnahmen zu unterschiedlichen Zeitpunkten in der Einblaseebene. Dennoch offenbart das Frequenzspektrum des Sekundärluftstrahl-Winkels in der Einblaseebene einen deutlichen Peak bei 33 Hz für einen Hauptmassenstrom von 60 g/s (entspricht

$U_\infty = 1,67 \text{ m/s}$ ), der auf ein seitliches Schwingen der Jets auch im ebenen Fall hinweist. Zusätzlich zur in einer weiteren Untersuchung entdeckten linearen Abhängigkeit der Frequenz dieser Schwingung vom Hauptmassenstrom zeigt sich hierbei eine reziprok-lineare Abhängigkeit von der Lochgröße und damit dem Durchmesser der Sekundärluftstrahlen. Dieses Verhalten deutet auf die Ausbildung einer Karman'schen Wirbelstraße stromab der Jets hin. Bestätigt werden kann diese Vermutung durch die Abschätzung der Frequenz mittels der Strouhal-Zahl:

$$St = \frac{fd}{U_\infty} \quad (4.1)$$

Darin sind  $f$  die Frequenz,  $d$  der Zylinderdurchmesser (in diesem Fall also der Durchmesser der Sekundärluftstrahlen) und  $U_\infty$  die Anströmgeschwindigkeit. Für den typischen Wert der Strouhal-Zahl von  $St = 0,2$  ergibt sich in diesem Fall nach Einsetzen der Anströmgeschwindigkeit von  $U_\infty = 1,67 \text{ m/s}$  und des Strahldurchmessers von ca. 10 mm der gemessene Wert von 33 Hz für die Ablösefrequenz und der damit verbundenen Schwingung. Dieser Sachverhalt steht jedoch in keinerlei Zusammenhang mit der im Fall mit verdrallter Hauptströmung gemessenen Frequenz (14,5 Hz bei gleichem Massenstrom) und den damit verbundenen Phänomenen. Die Ursache für letztere liegt also in der Hauptströmung selbst.

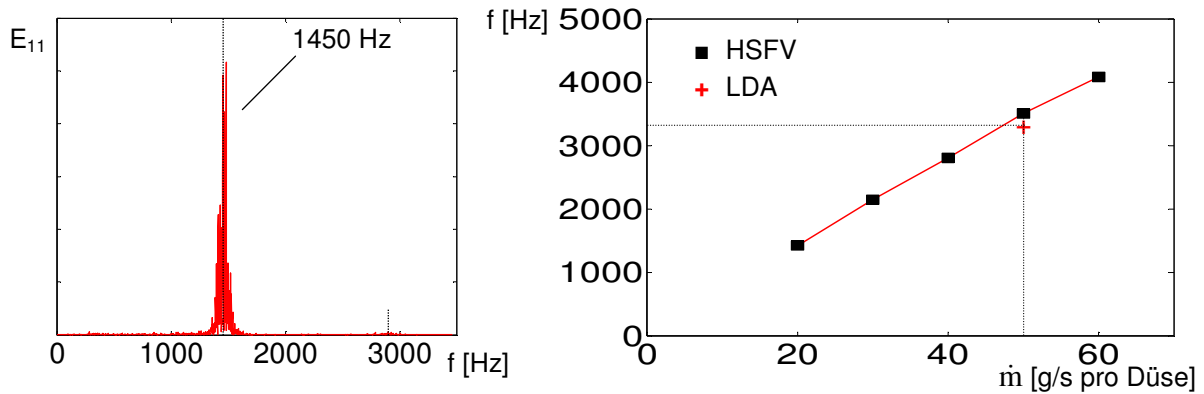
Im zweiten Schritt wurde daher der Fokus auf die düsennahen Strömungsverhältnisse gelegt. Im Bereich der „Wirbelablösung“, also dem Eintreten des umlaufenden Wirbelfadens in die Mischkammer, wurde zunächst eine Grauwertanalyse durchgeführt (siehe Bild 4.17, Pfeil).



**Bild 4.17: Momentanaufnahme (LS,  $y = 0$ ,  $\dot{m} = 60 \text{ g/s}$ ,  $J = 0$ ), Detektion des Wirbelfadens (PVC)**

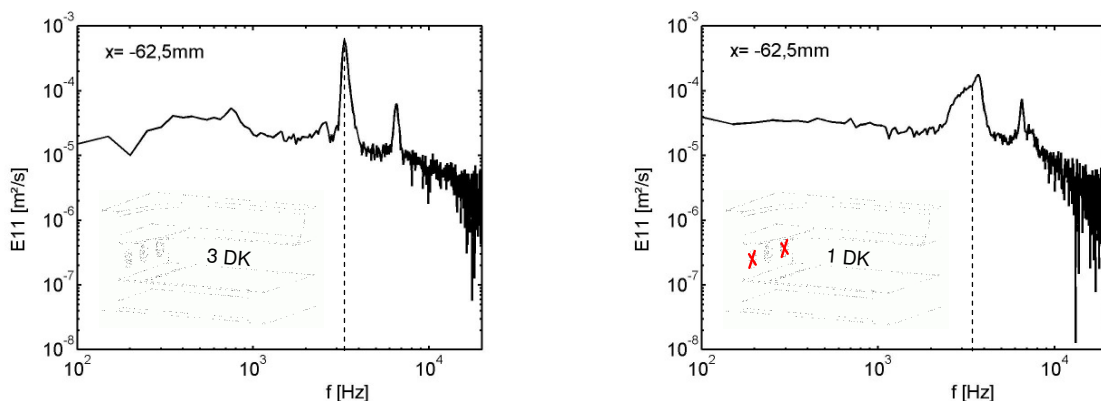
Hierbei zeigte sich wiederum ein sehr deutlicher Peak im Frequenzspektrum (siehe linke Seite von Bild 4.18). Es konnte weiterhin gezeigt werden, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der Umlauffrequenz des PVC und dem Hauptmassenstrom besteht. Die Frequenz, die bei  $\dot{m} = 50 \text{ g/s}$  pro Düse gemessen wurde entspricht dabei

annähernd exakt dem Wert, der bei den 1D-LDA-Zeitreihen-Untersuchungen im Energiedichtespektrum der Autokorrelation ermittelt wurde (Bild 4.18, rechts und Bild 4.19).



**Bild 4.18:** Wirbelumlauffrequenz (PVC,  $\dot{m} = 60$  g/s,  $J = 100$ , links), Massenstromabhängigkeit ( $J = 100$ , rechts)

In den Energiedichtespektren der LDA-Autokorrelationsfunktionen ist im Vergleich 3DK zu 1DK ein qualitativer Unterschied bei der Ausprägung des Frequenzpeaks zu bemerken. Während bei 3DK noch eine sehr scharfe Frequenz bei ca. 3300 Hz für  $\dot{m} = 50$  g/s pro Düse zu bemerken ist, wird dieser in der Ein-Düsen-Konfiguration deutlich schwächer und ungenauer. Dies hängt direkt mit dem im vorigen Kapitel beschriebenen früheren Kollabieren der Rezirkulationsblase und dem damit verbunden schwächer ausgeprägten PVC zusammen. Dennoch ist hinsichtlich der Quantität der gemessenen Frequenz kein Unterschied feststellbar.

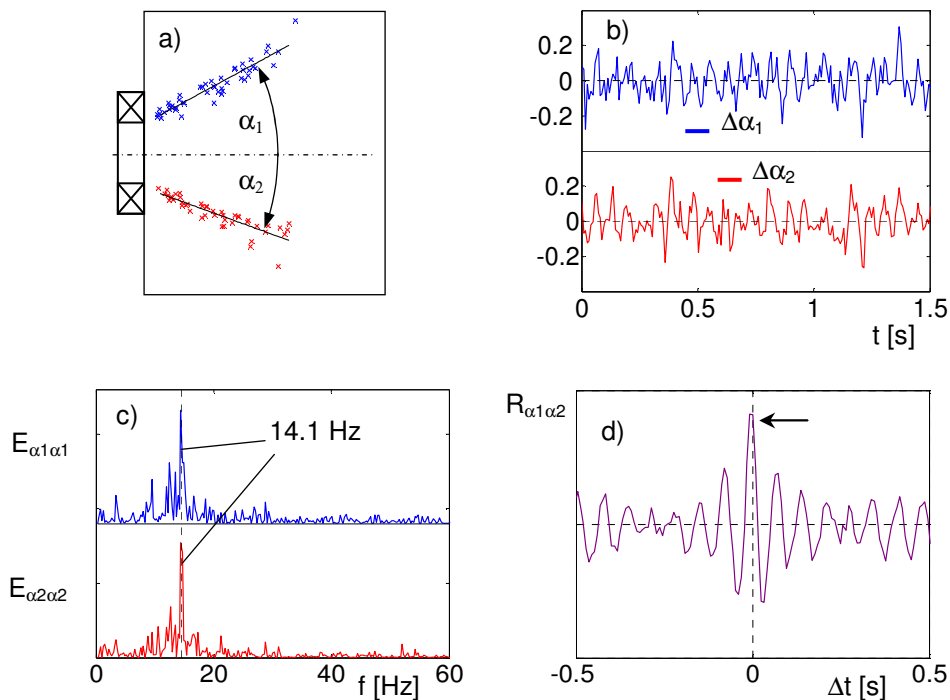


**Bild 4.19:** Energiedichtespektrum, Autokorrelation der LDA-Zeitreihen ( $\dot{m} = 50$  g/s pro Düse,  $J = 100$ )

Bei der Betrachtung der Absolutwerte der gemessenen Frequenzen in Abhängigkeit vom Massenstrom fällt im Vergleich zu den Frequenzen beim Jet-Eindringverhalten

ein Unterschied von ca. 2 Größenordnungen auf ( $f_{PVC} \approx 10^2 f_{Jet}$ ). Die Anregung der Sekundärluftschwingung ist also zumindest nicht direkt mit dem Umlauf des PVC verknüpft.

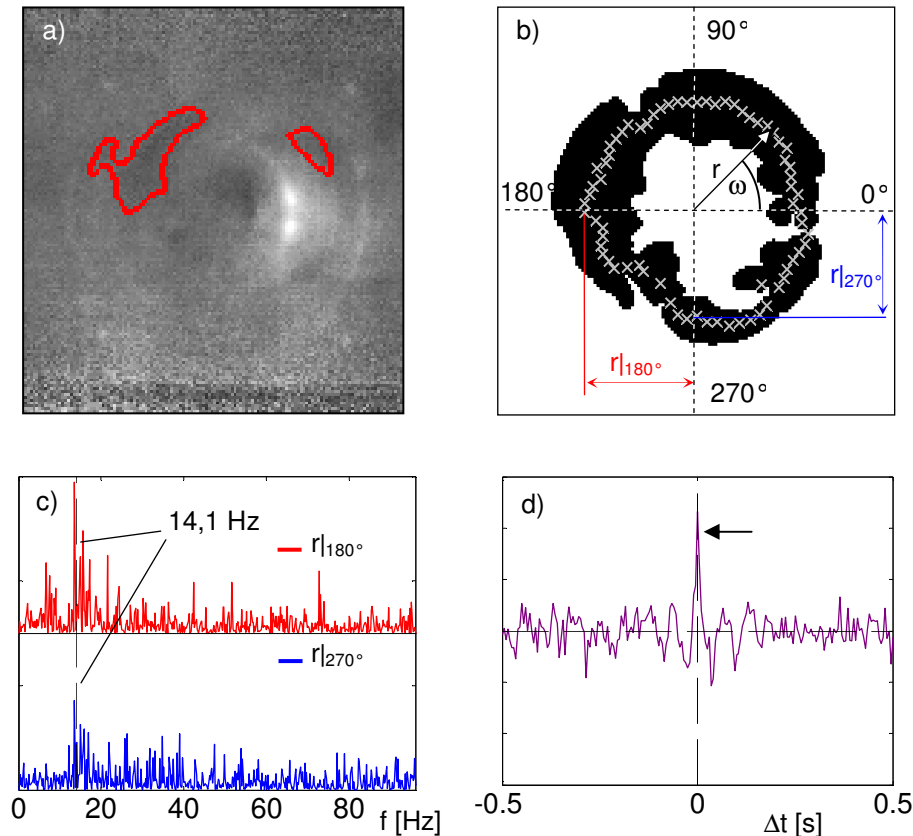
Bei der Analyse der Hüllenkontur des PVC, die sich im Längsschnitt als Wirbelbahn darstellt, zeigte sich, dass diese in erster Näherung durch eine Gerade interpoliert werden kann. Bild 4.20 a) zeigt ein Beispiel dieser Interpolation aus jeweils 32 einzeln detektierten „Wirbelzentren“.



**Bild 4.20: Analyse der PVC-Kontur mittels linearer Interpolation (LS,  $\dot{m} = 60$  g/s,  $J = 0$ )**

Aus den sich so ergebenden Winkeln  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  wurden wiederum jeweils Zeitreihen gebildet (Bild 4.20 b) und einer FFT unterzogen. Beide Spektren weisen hierbei für einen Massenstrom von  $\dot{m} = 20$  g/s pro Düse einen Frequenzpeak bei ca. 14,1 Hz auf (Bild 4.20 c). Dieser Wert korreliert sehr gut mit den bei den Strahlfluktuationen gemessenen Frequenzen (vgl. Bild 4.15, links). Eine Variation des Massenstroms legte auch hier einen direkt proportionalen Zusammenhang offen. Die Kreuzkorrelation beider Öffnungswinkelschwingungen zeigt, dass es sich hierbei um ein (zumindest in z-Richtung) gleichmäßiges Öffnen und Schließen des Ausströmkegels handelt (Bild 4.20 d). Um die Charakteristik dieser Schwingung weiter analysieren zu können, wurde eine weitere HSFV-Untersuchung im Querschnitt ( $x = -50$  mm) durchgeführt. Bild 4.21 a) zeigt hierzu eine Momentaufnahme, bei der erkennbar ist, dass einige störende Hintergrundeinflüsse aufgrund des geringen Abstandes von Lichtschnittebene

und Drallerzeugermodul nicht vollständig beseitigt werden konnten. Dennoch war eine Detektion der partikelarmen Zonen im PVC möglich (rote Konturen). Eine nachträgliche zeitliche Mittelung über acht Einzelbilder führte dann zu einer geschlossenen Struktur, wie sie in Bild 4.21 b) dargestellt ist.



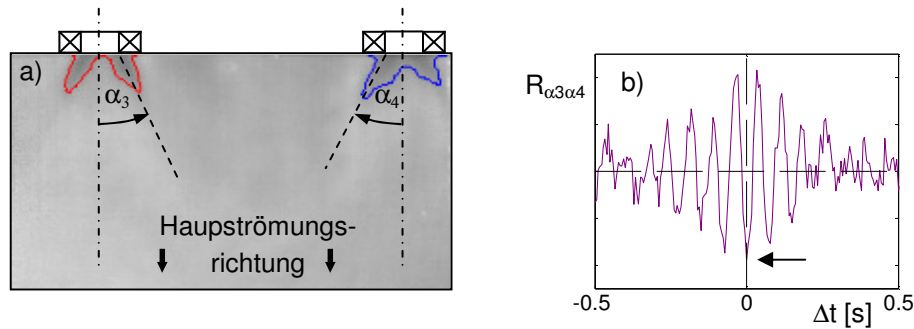
**Bild 4.21:** Analyse des Ausströmkegels ( $QS, x = -50 \text{ mm}, \dot{m} = 60 \text{ g/s}, J = 0$ )

Ziel hierbei war, eine Korrelation zwischen der Bewegung des Ausströmkegels in y- und z-Richtung zu ermitteln. Hierzu wurde in einem Versatz von  $90^\circ$  der jeweilige Radius  $r(t)$  abgeleitet. Die FFT der beiden Zeitreihen (Bild 4.21 c) bestätigte erneut die Frequenz der Schwingung mit 14,1 Hz. Des Weiteren zeigt die Phasenverschiebung von  $0^\circ$  als Ergebnis der Kreuzkorrelation zwischen beiden Zeitreihen (Bild 4.21 d), dass es sich tatsächlich um ein gleichmäßiges, kreisförmiges Öffnen und Schließen des Ausströmkegels handelt.

Um eine Aussage über die Phasenlage benachbarter Drallströmungen machen zu können, wurde eine weitere Untersuchung im Horizontalschnitt (HS,  $z = 0 \text{ mm}$ ) durchgeführt. Wie in Bild 4.22 dargestellt, wurden hierzu wiederum die Zeitreihen der Öffnungswinkel ( $\alpha_3$ , mittlerer Drallerzeuger und  $\alpha_4$ , linker Drallerzeuger in Hauptströmungsrichtung) aufgenommen und (nach Verifizierung der bekannten Schwingungsfrequenz) einer Kreuzkorrelation unterzogen. Das Ergebnis zeigt eine

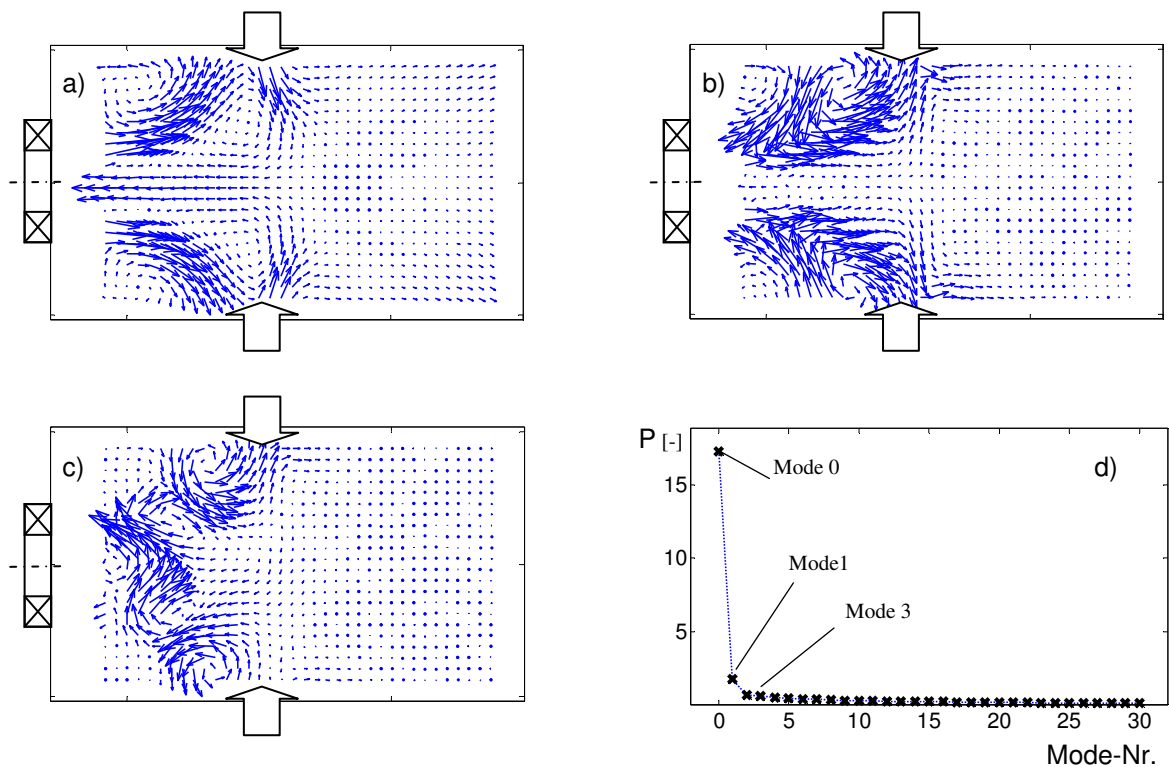


negative Korrelation für eine Phasenverschiebung von  $\Delta t = 0$ s. Dies bedeutet, unter Einbezug der vorherigen Ergebnisse, dass ein wechselseitiges, kreisförmiges Öffnen und Schließen benachbarter Ausströmkegel der Drallströmungen vorliegt. Diese Erkenntnis legt die Vermutung nahe, dass die Schwingungen durch Interaktion benachbarter Drallströmungen hervorgerufen oder zumindest angefacht wird.



**Bild 4.22: Zur Phasenlage benachbarter Drallströmungen ( $HS$ ,  $\dot{m} = 60$  g/s,  $J = 0$ )**

Um den vermuteten Zusammenhang zwischen der Öffnungswinkelschwingung der Drallströmung und der Fluktuation der Sekundärluftstrahlen weiter zu verfestigen, wurde eine Proper Orthogonal Decomposition der PIV-Daten durchgeführt.

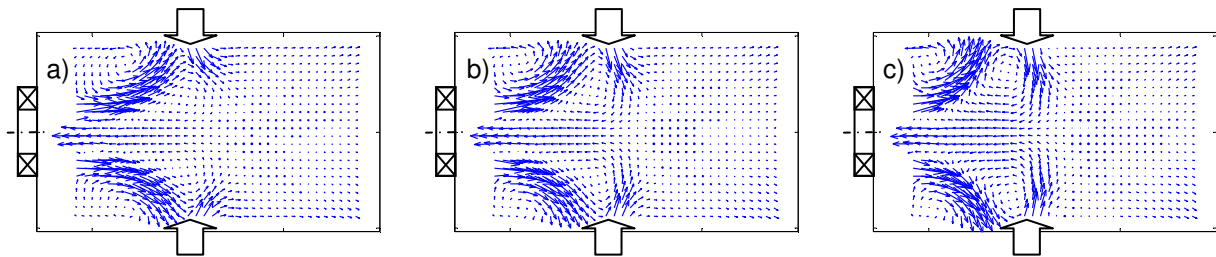


**Bild 4.23: POD der PIV-Daten ( $LS$ ,  $\dot{m} = 60$  g/s,  $J = 100$ )**

Bild 4.23 zeigt in einer Übersicht zunächst das Ergebnis einer solchen Zerlegung:

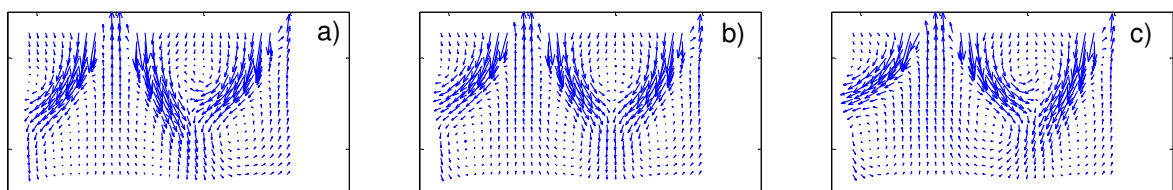
- a) Mode 0, entspricht dem mittleren Strömungsfeld
- b) Mode 1, energiereicher Mode, der starke globale Fluidbewegung repräsentiert
- c) Höherer Mode, der bestimmte Strukturen einzelner Wirbel enthält
- d) Energieverteilung der Moden

Die Kombination des energiereichen Mode 1 mit Mode 0 ist in der folgenden Grafik für die LS-Konfiguration dargestellt.



**Bild 4.24: POD der PIV-Daten : Kombination Mode0 + Mode 1 (LS,  $y = 0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m} = 60 \text{ g/s}$ ,  $J = 100$ )**

Dieser Animation liegt die Annahme zugrunde, dass die Energie von Mode 1 aus einer reinen Cosinus-Schwingung stammt. Die Beispiele im Bild zeigen die Momentanzustände für  $\cos 0^\circ$  (a),  $\cos 90^\circ$  (b) und  $\cos 180^\circ$  (c). Durch das gleichzeitige Auftreten der offensichtlichen Öffnungswinkelschwankung und der Variation des Eindringwinkels der Sekundärluftstrahlen im gleichen Mode (Mode 1) wird die Verknüpfung zwischen beiden Phänomenen offensichtlich.

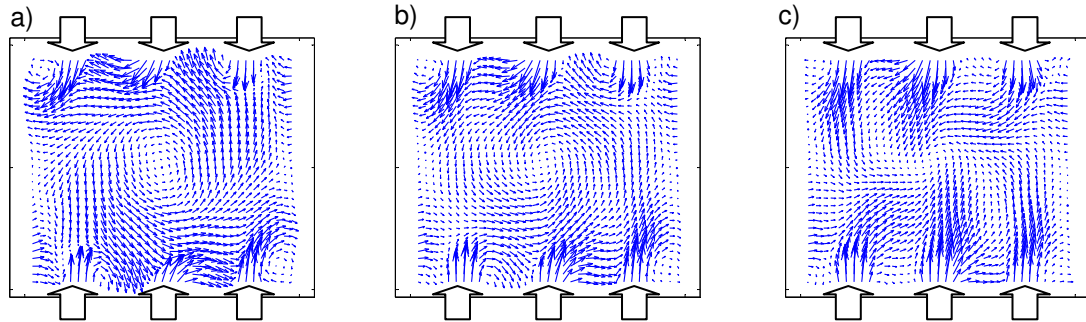


**Bild 4.25: POD der PIV-Daten: Kombination Mode0 + Mode 1 (HS,  $z = 0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m} = 60 \text{ g/s}$ ,  $J = 100$ )**

Analog zur Vorgehensweise bei den Längsschnitten wurde die POD auch auf die PIV-Daten im Horizontalschnitt angewandt (siehe Bild 4.25). Die bereits mittels der High-Speed-Kamera-Untersuchungen gewonnen Erkenntnisse bezüglich der Phasenlage benachbarter Drallströmungen von  $180^\circ$  werden hier direkt bestätigt: Ein Schließen des Ausströmkegels des mittleren Drallerzeugers geht direkt einher mit einem Öffnen des benachbarten (und umgekehrt).

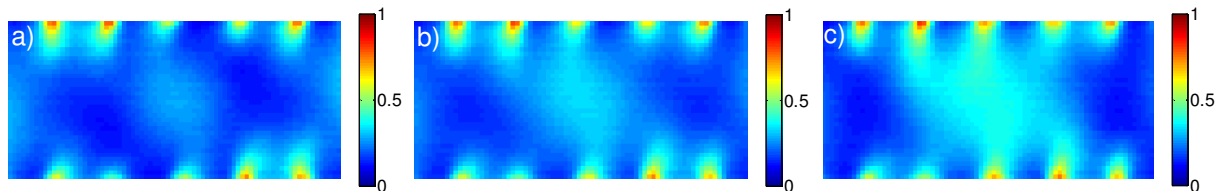
Besonders eindrucksvoll stellt sich die Auswirkung dieser im Mode 1 enthaltenen Schwingungsenergie im Querschnitt unter Betrachtung der Einblaseebene ( $x = 0 \text{ mm}$ )

dar (Bild 4.26): Wie bereits in der Längsschnitt-Darstellung von Bild 4.24 gezeigt wurde, werden die Sekundärluftstrahlen bei flachem Ausströmwinkel der Drallströmung direkt von der Hauptströmung erfasst und sofort stark umgelenkt (a), während sie bei weit geöffnetem Ausströmwinkel (c) sehr tief in z-Richtung in die Mischkammer eindringen.



**Bild 4.26: POD der PIV-Daten: Kombination Mode0 + Mode 1 ( $QS, x = 0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m} = 60 \text{ g/s}$ ,  $J = 100$ )**

Dass dies verbunden ist mit einem starken Eindringen von Sekundärluft in die Rezirkulationszone, kann wiederum sehr gut durch die Anwendung der Methode der Proper Orthogonal Decomposition auf die QLS-Daten in der Einblaseebene gezeigt werden (Bild 4.27)



**Bild 4.27: POD der QLS-Daten: Kombination Mode0 + Mode 1 ( $QS, x = 0 \text{ mm}$ ,  $\dot{m} = 60 \text{ g/s}$ ,  $J = 100$ )**

Es ist deutlich zu erkennen, dass die in Mode 1 enthaltene Schwingungsenergie einen enormen Einfluss auf das Eindringen von Sekundärluft in die Rezirkulationszone hat. Während bei einer flachen Ausprägung der Rezirkulationsblase (kleiner Ausströmwinkel, a) selbst die mittleren Strahlen kaum in den Bereich der Rückströmung gelangen, erreichen bei weit geöffnetem Winkel (c) sogar die benachbarten Strahlen noch die Rezirkulationszone.

Diese Erkenntnisse zeigen, dass bei der Auslegung moderner Gasturbinen-Brennkammern eine alleinige Betrachtung gemittelter Größen unter Umständen nicht ausreichend ist. Beispielsweise muss bei der Anwendung des *RQL* (*Rich Burn, Quick Quench, Lean Burn*) – Prinzips mit dem Ziel einer  $\text{NO}_x$ -armen Verbrennung ein Transport von Sekundärluft stromauf in die Primärzone unbedingt vermieden werden, da sich hier sonst Temperaturspitzen einstellen, welche eine erhöhte  $\text{NO}_x$ -Produktion

zur Folge hätten. Selbst wenn dieser Transport im Mittel gering ist, so kann durch instationäre Phänomene wie oben beschrieben die momentane Konzentration von Sekundärluft im Primärzonenbereich und damit die Schadstoffbildung stark erhöht sein. Noch kritischer sind die Auswirkungen für die Betriebssicherheit: Da in zukünftigen Gasturbinen-Brennkammern der Trend weiter in Richtung einer Verringerung der Abstände zu den Stabilitätsgrenzen der Verbrennung gehen wird, kommt der Betrachtung bzw. durch gezielte Maßnahmen erreichte Vermeidung instationärer Phänomene, wie der in dieser Arbeit beschriebenen Instabilitäten, eine immer größere Bedeutung zu.

### 5 Zusammenfassung und Ausblick

Die Entwicklung moderner Gasturbinenbrennkammer-Konzepte erfordert heutzutage unter anderem eine deutliche Verbesserung der Kenntnisse der zu Grunde liegenden strömungstechnischen Vorgänge, die im Wesentlichen durch die Vermischung von Sekundärluft mit einer stark verdrallten Querströmung charakterisiert werden. Aufgrund der Komplexität des Strömungsfeldes und der gestiegenen Anforderungen an zukünftige Konzepte hinsichtlich Verbrennungsstabilität und Schadstoffminimierung lassen sich optimierte Geometrieauslegungen nicht mehr alleine durch einfache experimentell-theoretische Korrelationen realisieren. Nicht zuletzt durch die enormen Fortschritte in den vergangenen Jahrzehnten auf Seiten der Computer- Hard- und Softwareentwicklung haben numerische Ansätze und Methoden hier ein deutlich besseres Potential als Entwicklungstool. Dennoch sind experimentelle Untersuchungen zur Verbesserung des Verständnisses der physikalischen Mechanismen und zur Validierung neu entwickelter, leistungsfähiger numerischer Modelle unabdingbar.

Diese Arbeit stellt einen Beitrag hierzu in Form von experimentellen Untersuchungen der isothermen Strömungs- und Vermischungsvorgänge in einer generischen Modellmischkammer mit drei Dralldüsen und zwei gegenüberliegenden Reihen mit Sekundärluftbohrungen dar. Die gewählte Konfiguration entspricht einem abgewinkelten Segment einer konventionellen Ringbrennkammer und versteht sich als Kompromiss zwischen der Abbildung der Originalgeometrie mit periodischen Randbedingungen bezüglich der Drallerzeuger und einem vertretbaren mess- und konstruktionstechnischen Aufwand. Hauptparameter der Untersuchungen waren der Hauptmassenstrom  $\dot{m}$ , der durch die Drallerzeuger in die Mischkammer eintritt, und das Impulsverhältnis  $J$  von Nebenstrom zu Hauptstrom, das in erster Linie ein Maß für die Eindringtiefe der Sekundärluftstrahlen ist.

Die experimentellen Untersuchungen erfolgten unter Einsatz moderner, berührungsloser Messtechniken:

- Laser Doppler Anemometry (LDA)
- Particle Image Velocimetry (PIV)
- Quantitative Light Sheet (QLS)
- High Speed Flow Visualization (HSFV)

Hierbei wurden in erster Linie zwei Ziele verfolgt:

- Die Schaffung einer Datenbasis zur Verifikation bzw. Validierung numerischer Berechnungsmodelle
- Die Vertiefung der Kenntnisse der Strömungs- und Mischungsphänomene

Die messtechnisch gewonnenen und anschließend aufbereiteten Daten konnten bereits für erste Vergleiche mit numerischen Untersuchungen erfolgreich verwendet werden.

Bei der Analyse des mittleren Strömungsfeldes zeigte sich das Impulsverhältnis als dominierender Einflussparameter. Dies konnte insbesondere an der Größe der sich durch den Drallerzeuger ausbildenden Rezirkulationszone gezeigt werden. Mit steigendem Impulsverhältnis geht eine deutliche Verkürzung der RZ einher.

Starke Unterschiede in Größe und Gestalt der Rezirkulationszone legte auch ein Vergleich zwischen einer Ein-Düsen-Konfiguration (lediglich der mittlere Drallerzeuger in der Mischkammer wurde betrieben) und der Standard-Konfiguration mit drei Dralldüsen offen. Im Falle 3DK stellt sich aufgrund der hohen Relativgeschwindigkeiten in den Übergangsbereichen zwischen den gleichsinnigen Drallströmungen ein Unterdruck ein, der die Ausströmkegel benachbarter Dralldüsen aufeinander zu wandern lässt. Dies resultiert in einem deutlich größeren Winkel des Ausströmkegels und einer damit verbundenen längeren axialen Aufrechterhaltung der Rückströmung (bis weit stromab der Einblaseebene). Im Fall 1DK kollabiert die Drallströmung im Mittel bei gleichem Massenstrom von  $\dot{m} = 50 \text{ g/s}$  pro Düse bereits bei  $x = -12,5 \text{ mm}$ , also vor der Einblaseebene.

Durch eine Erweiterung eines kommerziellen PIV-Systems - sowohl hinsichtlich der Messtechnik als auch der anschließenden Datenverarbeitung - konnte mittels des QLS-Verfahrens die Konzentrationsverteilung von Sekundär- und Hauptstromluft in bestimmten Messebenen erfasst werden. Beim daraus abgeleiteten axialen Mischungsverlauf zeigt sich eine rasche Vermischung stromab der Einblaseebene auf kurzer axialer Distanz aufgrund des dominanten Einflusses der Drallströmung. Jedoch konnte auch stromauf der Einblaseebene ein Absinken der Ungemischtheit beobachtet werden, was durch die Rezirkulation und damit der Aufrechterhaltung eines gewissen Konzentrationsanteils an Sekundärluft in der Primärzone zu erklären ist. Ein höheres Impulsverhältnis führt hier lokal sowie auch global zu erhöhten Werten in der Ungemischtheit.

Bei der Analyse kohärenter Strukturen wurde das dominante Phänomen des in der Literatur bekannten Precessing Vortex Core (PVC) auch in der in dieser Arbeit verwendeten Mischkammer festgestellt. Sowohl die Ergebnisse der Untersuchungen mittels HSFV als auch die Analyse der Energiespektren der LDA-Zeitreihen weisen hierbei auf eine direkte Abhängigkeit der Umlauffrequenz vom Massenstrom hin. Eine weiterführende Untersuchung ergab hierbei eine zusätzliche Fluktuation der Struktur,



die sich in einem Öffnen und Schließen des Ausströmkegels bemerkbar macht, wobei benachbarte Drallerzeuger eine Phasenverschiebung von  $180^\circ$  aufweisen. Dabei ist die Frequenz dieser Bewegung um das 100-fache geringer als die Umlauffrequenz des PVC. Die gleiche Frequenz wie bei der Öffnungswinkelschwingung wurde beim Eindringverhalten der Sekundärluftstrahlen festgestellt. Besonders auffällig ist hier die Fluktuation des Eindringwinkels, wobei die Frequenz ebenso wie die Öffnungs- und Schließbewegung des Ausströmkegels linear mit dem Hauptmassenstrom skaliert. Durch diverse zusätzliche Untersuchungen wurden im Rahmen der Sekundärluftstrahl-Untersuchungen mögliche weitere Entstehungsmechanismen und Einflussmöglichkeiten für die Jet-Schwingungen ausgeschlossen. Durch eine Proper Orthogonal Decomposition der PIV-Daten konnte gezeigt werden, dass die Öffnungswinkelschwingung der Drallströmung tatsächlich direkt mit den Fluktuationen der in die Mischkammer in der Einblaseebene eindringenden Sekundärluftstrahlen verbunden ist. Durch eine weitere Anwendung der POD auf die Konzentrationsdaten wurde ein enormer Einfluss dieser dominanten globalen Fluidbewegung auf die Verteilung von Sekundärluft in der Rezirkulationszone deutlich. Die damit verbundenen Auswirkungen in Bezug auf Schadstoffbildung und Verbrennungsinstabilitäten sind insbesondere vor dem Hintergrund moderner sensibler Brennkammerkonzepte zu berücksichtigen.

Die Untersuchungen am Mischkammerprüfstand des Fachgebiets GLR der TU Darmstadt sind zunächst abgeschlossen. Eine Weiterführung der Forschung auf diesem Gebiet findet jedoch bereits im Rahmen des C2-Teilprojektes des Sonderforschungsbereiches 568 am Fachgebiet SLA der TU Darmstadt statt. Es wird hierbei von großem Interesse sein, wie sich die Verbesserung der periodischen Randbedingungen durch die Verwendung von fünf statt drei Dralldüsen auf die Güte der Ergebnisse auswirkt. Zudem soll ein weiterer Schritt in Richtung realer Brennkammer dadurch erfolgen, dass im Bereich der Sekundärlufteinblasung Untersuchungen mit Bypass durchgeführt werden. Von großem Interesse werden allerdings insbesondere die Ergebnisse aus der gleichzeitigen Erfassung von Strömungs- (PIV) und Konzentrationsdaten (QLS) sein. Hinsichtlich der in der vorliegenden Arbeit auf dem Gebiet der kohärenten Fluidbewegung gewonnen Erkenntnisse wäre zudem eine weitere Untersuchung der Wechselwirkung benachbarter Drallerzeuger unter echten periodischen Randbedingungen z.B. hinsichtlich unterschiedlicher Anzahl von Drallerzeugern (gerade / ungerade) interessant.

## 6 Literatur

- [1] Adrian, R.J., Durao, D.F.G., Heitor, M.V., Maeda, M., Tropea, C., Whitelaw, J.H.: „Laser Techniques for Fluid Mechanics“, Springer-Verlag, Heidelberg, 2002
- [2] Ahmed, S.A., So, R.C.: “Characteristics of Air Jets Discharging Normally into a Swirled Crossflow”, AIAA Journal, 25(3), 1987
- [3] Albrecht, H.-E., Borys, M., Damaschke, N., Tropea, C.: „Laser Doppler and Phase Doppler Techniques“, Springer-Verlag, Heidelberg, 2003
- [4] Andrews, C.A., Davies, J.M., Schwartz, G.R.: „Adaptive Data Compression“, Proc. IEEE 55: 267-77, 1967
- [5] Bain, D. B., Smith, C. E., Holdeman, J. D.: “Mixing Analysis of Axially Opposed Rows of Jets Injected into Confined Crossflow.” Journal of Propulsion and Power, 11(5):885-893, 1995
- [6] Behrendt, T., Carl, M., Fleing, C., Frodermann, M., Heinze, J., Hassa C., Meier, U., Woff-Gaßmann, D.: „Experimental and Numerical Investigation of a Planar Combustor Sector at Realistic Operating Conditions“, Proc. ASME TURBO EXPO 2000 , München, May 8-11, 2000,
- [7] Berkooz, G., Holmes, P., Lumley, J.L.: „The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows“, Annu. Rev. Fluid Mech. 25: 539-575, 1993
- [8] Beyerer, J., León, F.P.: „The Radon Transform in Digital Image Processing“, at – Automatisierungstechnik 50 10, Oldenburg Verlag, 2002
- [9] Blomeyer, M, Krautkremer, B, Hennecke, D.K.: „Optimum Mixing for a Two-Sided Injection from Opposing Rows of Staggered Jets into a Confined Crossflow“, ASME TURBO EXPO 1996, ASME 96-GT-453, Birmingham, UK, 1996

- [10] Blomeyer, M, Krautkremer, B, Hennecke, D.K, Dörr, T.: „Optimization of the Mixing Process in the Quenching Zone of an RQL-Combustor“, 13th International Symposium on Air Breathing Engines (ISABE), ISABE 97-7208, Chattanooga, Tennessee, USA, 1997
- [11] Blomeyer, M.: “Entwicklung von Auslegungskriterien für die Mischzone einer luftgestuften Gasturbinen-Ringbrennkammer“, Dissertation, TU Darmstadt, 1999
- [12] Böhm, B., Findeisen, J., Dreizler, A.: “Untersuchung der Turbulenzstruktur einer verdrahteten Brennkammerströmung“, GALA 7.-9. September 2004, Karlsruhe, Germany
- [13] Bornkessel, T.: ”Untersuchung des Dralleinflusses auf die Sekundärlufteinblasung in einer Gasturbinenbrennkammer“, DGLR Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress 2001, 17.-20.09.01, Hamburg (Tagungsband), DGLR-2001-120
- [14] Damaschke N., Nobach H., Nonn T.I., Semidetnov N. and Tropea C.: “Size and Velocity Measurement with the Global Phase Doppler Technique”, Proceedings of the 11th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, 2002
- [15] Damaschke N., Nobach H., Tropea C.: “Global Phase Doppler Technique for Size and Velocity Measurements”, Proceedings of the 4th International Symposium on Particle Image Velocimetry 2001, 1-13.
- [16] Damaschke N., Nobach H., Tropea C.: “Optical Limits of Particle Concentration for Multi-Dimensional Particle Sizing Techniques in Fluid Mechanics”, Exp. in Fluids 32: 143-152 2002
- [17] Damaschke, N., Semidetnov, N., Tropea, C.: “Optical Particle Sizing in Backscatter”, Applied Optics, 41, 27, 5713-5727, 2002
- [18] Danckwerts, P.V.: “The Definition and Measurements of Some Characteristics of Mixtures, Appl. Sci. Res. A3, 279-296, 1952

- [19] Dittrich, R.T., Graves, C.C.: “Discharge Coefficient for Combustor-Liner Air-Entry Holes II – Flush Rectangular Holes, Step Louvers and Scoops”, NASA TN 3924, 1958
- [20] Dörr, T., Hennecke, D.K.: “The Mixing Process in the Quenching Zone of the Rich-Lean-Combustion Concept”, AGARD-PEP 81<sup>st</sup> Symposium on Fuels and Combustion Technology for Advanced Aircraft Engines, Fiuggi, 1993
- [21] Dörr, T., Blomeyer, M., Hennecke, D.K.: „Experimental Investigation of Optimum Jet Mixing Configuration for RQL-Combustion“, 12th International Symposium on Air Breathing Engines (ISABE) 95-7044, Melbourne, 1995
- [22] Dörr, T., Blomeyer, M., Hennecke, D.K.: „Optimization of Multiple Jets Mixing with a Confined Crossflow“, ASME TURBO EXPO 1995, ASME-95-GT-313, Houston, 1995
- [23] Dörr, T.: “Ein Beitrag zur Reduzierung des Stickoxydausstoßes von Gasturbinenbrennkammern – Die Optimierung der Fett-Mager-Stufenverbrennung”, Dissertation, TU Darmstadt, 1995
- [24] Findeisen, J., Gnirß, M., Damaschke, N.: „2D-Concentration Measurements Based on Mie Scattering using a Commercial PIV system“, 6<sup>th</sup> Int. Symposium on Particle Image Velocimetry, Pasadena, USA, 21-23 Sept. 2005
- [25] Froud, D., O’Doherty, T., Syred, N., 1995: “Phase Averaging of the Precessing Vortex Core in a Swirl Burner under Piloted and Premixed Combustion Conditions”, Combustion and Flame, 100, pp.407-412.
- [26] Gnirß, M., Tropea, C.: “A New Measure for Unmixedness”, submitted to Experiments in Fluids, 2007
- [27] Gnirß, M., Findeisen, J., Damaschke, N., Tropea, C., Schiffer, H.-P.: „Experimental Investigation of Coherent Flow Structures in a Gas-Turbine Combustor Model“, 5<sup>th</sup> International Symposium on Turbulence, Heat and Mass Transfer, 25-29 September 2006, Dubrovnik, Croatia

- [28] Graftieaux, L., Michard, M., Grosjean, N: “Combining PIV, POD and Vortex Identification Algorithms for the Study of Unsteady Turbulent Swirling Flows”, 2001 Meas. Sci. Technol. 12 1422-1429
- [29] Griebel, P.: “Untersuchungen zur schadstoffarmen, atmosphärischen Verbrennung in einem Fett-Mager-Brennkammersektor für Flugtriebwerke.“ Dissertation, DLR Forschungsbericht 97-48, 1997
- [30] Griebel, P. (1997): “Experimental Investigation of an Atmospheric Rectangular Rich Quench Lean Combustor Sector for Aeroengines”, ASME 97-GT-146, 1997
- [31] Gupta, A.K., Lilley, D.G., Syred, N.: “Swirl Flows”, Abacus Press, Turnbridge Wells, UK, 1984
- [32] Günther, R.: “Verbrennung und Feuerungen”, Springer-Verlag, 1984
- [33] Hassa, C., Heinze, J., Stursberg, K.: „Investigation of the Response of an Air Blast Atomizer Combustion Chamber Configuration on Forced Modulation of Air Feed at Realistic Operating Conditions“, Proc. ASME TURBO EXPO 2002 , June 3-6, 2002, Amsterdam
- [34] Hatch, M.S., Sowa, W.A., Samuelsen, G.S., Holdeman, J.D.: „Jet Mixing into a Heated Cross Flow in a Cylindrical Duct: Influence of Geometry and Flow Variation”, 30<sup>th</sup> Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, AIAA 92-0773, Reno, 1992
- [35] Hennecke, D.K., Wörrlein, K.: „Flugantriebe“, Vorlesungsskript, Technische Universität Darmstadt, 1992
- [36] Holdeman, J.D.: “Mixing of Multiple Jets with a Confined Subsonic Crossflow”, Prog. Energy Combustion Science, 19: 31-70, 1993
- [37] Holdeman, J. D., Walker, R. E.: “Mixing of a Row of Jets with a Confined Crossflow”, AIAA Journal, 15 (2):243, 1977
- [38] Holdeman, J.D., Srinivasan, R.: “Perspectives on Dilution Jet Mixing”, 22<sup>nd</sup> Joint Propulsion Conference, AIAA 86-1611, Huntsville, Alabama, 1986

- [39] Holdeman, J.D., Liscinsky, D.S., Bain, D.B.: "Mixing of Multiple Jets with a Confined Crossflow, Part II – Opposed Rows of Orifices in Rectangular Ducts", 42<sup>nd</sup> Gas Turbine and Aeroengine Congress, ASME 97-GT-439, 1997
- [40] Holdeman, J.D., Srinivasan, R., Berenfeld, A.: „Experiments in Dilution Jet Mixing", AIAA/SAE/ASME 19th Joint Propulsion Conference, AIAA 83-1201, 1983
- [41] Holdeman, J.D., Liscinsky, D.S., Oechsle V.L., Samuelsen, G.S., Smith, C.E.: "Mixing of Multiple Jets With a Confined Subsonic Crossflow in a Cylindrical Duct", 41<sup>st</sup> Gas Turbine and Aeroengines Congress, ASME 97-GT-482, Birmingham, UK, 1996
- [42] ICAO: "Annual Civil Aviation Report 1999". ICAO Journal, 2000
- [43] ICAO/FESG, 2003: FESG CAEP-SG20031-IP/8 10/6/03. Steering Group Meeting Report of the FESG/CAEP6 Traffic and Fleet Forecast (Forecasting sub-group of FESG), Orlando SG meeting, 2003
- [44] Joos, F.: „Technische Verbrennung – Verbrennungstechnik, Verbrennungsmodellierung, Emissionen“, Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2006
- [45] Kamotani, Y., Greber, I.: "Experiments on a Turbulent Jet in a Cross Flow", NASA CR-72893, 1971
- [46] Kamotani, Y., Greber, I.: "Experiments on a Confined Turbulent Jet in Cross-Flow", NASA CR-2392, 1974
- [47] Kniesner, B. et al.: "Wall Treatment in LES by RANS Models: Method Development and Application to Aerodynamic Flows and Swirl Combustor", ERCOFTAC Bulletin No. 72, March 2007
- [48] Krautkremer, B. H., Blomeyer, M. M., Hennecke, D. K.: „Optical Measurements of Jet Mixing in a Swirling Cross Flow in a Combustion Chamber“, Proc. RTO/AVT Symp. on Gas Turbine Engine Combustion, Emissions and Alternative Fuels, Lisbon, Portugal, Oct. 1998, RTO-MP-14



- [49] Krautkremer, B., Haag, O., Hennecke, D. K.: „Experimental Investigation of Secondary Air Injection in a Swirling Flow”, Proc. 15<sup>th</sup> Int. Symposium Air Breathing Engines, Bangalore, India, 2-7 Sept. 2001, ISABE 2001-1205
- [50] Krautkremer, B.: „Untersuchung der Sekundärlufteinblasung in eine drallbehaftete Gasturbinen-Brennkammerströmung“, Dissertation, TU Darmstadt, 2003
- [51] Kroll, J.T., Sowa, W.A., Samuelsen, G.S., Holdeman, J.D.: “Optimization of Circular Orifice Jets Mixing into a Heated Cross Flow in a Cylindrical Duct”, 31<sup>st</sup> Aerospace Sciences Meeting, AIAA 93-0249, Reno, 1993
- [52] Lehmann, B., Nobach, H., Tropea, C.: “Measurement of Particle Acceleration using the Laser Doppler Technique”, Meas. Sci. Techn., 13 1367-1381, 2002
- [53] Leuckel, W.: “Swirl Intensities, Swirl Types and Energy Losses of Different Swirl Generating Devices”, Int. Flame Research Foundation IFRF, Ijmuiden, 1967
- [54] Lilley, D. G.: “Lateral Jet Injection into Swirling Combustion Flowfields”, 24<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference, AIAA 88-3183, Boston, 1988
- [55] Lilley, D. G.: “Swirling Flows in Typical Combustor Geometries”, 23<sup>rd</sup> Aerospace Sciences Meeting, AIAA 85-0184, 1985
- [56] Liscinsky, D. S., True B., Holdeman, J. D.: “Effects of Inlet Flow Conditions on Crossflow Jet Mixing”, 32<sup>nd</sup> Joint Propulsion Conference, AIAA 96-2881, Lake Buena Vista, 1996
- [57] Liscinsky, D. S., True B., Holdeman, J. D.: “Experimental Investigation of Crossflow Jet Mixing in a Rectangular Duct”. In: 29<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference, Monterey. AIAA 93-2037, 1993
- [58] Liscinsky, D. S., True B., Holdeman, J. D.: “Mixing Characteristics of Directly Opposed Rows of Jets Injected Normal to a Crossflow in a Rectangular Duct. 32<sup>nd</sup> Aerospace Sciences Meeting & Exhibit, AIAA 94-0217, Reno, 1994

- [59] Liscinsky, D. S., True B., Holdeman, J. D.: "Experimental Study of Cross-Stream Mixing in a Rectangular Duct", 28<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference, AIAA 92-3090, Nashville, 1992
- [60] Lucca-Negro, O., O'Doherty, T.: "Vortex Breakdown: A Review", *Progr. In Ener. And Comb. Sci.* 27: 431-481, 2001
- [61] Lufthansa: „Lufthansa Umweltbericht 1999/2000“ Deutsche Lufthansa AG, 2000
- [62] Margason, R. J.: Fifty Years of Jet in Cross Flow. In: AGARD-CP-534, Computational and Experimental Assessment of Jets in Cross Flow, Seiten 1-41. AGARD, 1993
- [63] von Maanen, H.R.E., Nobach, H., Benedict, L.H.: „Improved Estimator for the Slotted Autocorrelation Function of Randomly Sampled LDA data“, *Meas.Sci.Tech.*, 10:L4-L7, 1999
- [64] Mayo, W.: "Spectrum Measurements with Laser Velocimeters", *Proc. Dynamic Flow Conf.* pp 851-68, 1978
- [65] Migueis, C.E.: „Untersuchung zur Optimierung der Mischzone einer fett-mager gestuften Ringbrennkammer“, DLR Forschungsbericht 96-33, 1996
- [66] Norgren, C.T., Humenik, F.M.: „Dilution-Jet Mixing Study for Gas Turbine Combustors“, NASA TN D-4695, 1968
- [67] Rosenfeld, A., Kak, A.C.: "Digital Picture Processing", New York: Academic, 1982
- [68] Schneider, C.: "Über die Charakterisierung von Turbulenzstrukturen in verdrallten Strömungen", Dissertation, TU Darmstadt, 2000
- [69] Schumann, U.: Effects of Aircraft Emissions on Ozone, Cirrus Clouds and Global Climate, *Air & Space Europe*, Vol. 2 / No 3, 2000
- [70] Smith, C.E., Talpallikar, M.V., Holdeman, J.D.: "A CFD Study of Jet Mixing in Reduced Flow Areas for Lower Combustor Emissions", 27<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference, Sacramento, 1991

- [71] Spencer A., Midgley K., McGuirk J.J., 2002: Technical Report D3.6 (WP3-LOUGH-15M) of EU founded project MOLECULES (Contract No. – G4RD-CT-2000-00402).
- [72] Talpallikar, M.V., Smith, C.E., Lai, M.C., Holdeman, J.D.: “CFD Analysis of Jet Mixing in Low NO<sub>x</sub> Flametube Combustors”, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power Transactions of the ASME, 114: 416-424, 1992
- [73] Tropea C., Damaschke N., Nobach H., and Semidetnov, N.: “Multidimensional Particle Sizing Techniques for Two-Phase Flows”, Proceedings of the 10th International Symposium on Flow Visualization 2002.
- [74] Tropea C., Damaschke N., Nobach H., Semidetnov N.: „On the Measurement of Liquid Atomization“ Proceedings of the International Workshop for the 10th Anniversary of ILASS-Japan, December 20, 2001
- [75] Tropea, C. (Ed.): Particle Image Velocimetry, Sonderausgabe von Meas. Sci. Techn. 13 No. 7, 2002
- [76] Umweltbundesamt (UBA): “Flugverkehr und Luftqualität – Partikel- und Stickoxidemissionen“, Workshop im Umweltbundesamt, Berlin, 2005
- [77] Voigt, P., Schodl, R., Griebel, P.: Using the Laser Light Sheet Technique in Combustion Research. 90th Symp. of AGARD-PEP on "Advanced Non-intrusive Instrumentation for Propulsion Engines", Oct. 20-24, Bruessel, 1997
- [78] Vranos, A., Liscinsky, D.S., True, B., Holdeman, J.D.: “Experimental Study of Cross-Stream Mixing in a Cylindrical Duct”, 27<sup>th</sup> Joint Propulsion Conference, AIAA 91-2459, Sacramento, 1991
- [79] Willert, C., Jarius, M.: “Planar Flow Field Measurements in Atmospheric and Pressurized Combustion Chambers”, Paper 1083, Proc. 4<sup>th</sup> Int. Symp. on Particle Image Velocimetry, Göttingen, 2001
- [80] Wittig, S. L. K., Noll, B. E., Elbahar, O. M. F.: “Temperature Profile Development in Turbulent Mixing of Coolant Jets with a Confined Hot Crossflow.” Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, 106:193-197, Januar 1984

---

## **Lebenslauf**

### ***Persönliches:***

Name: Jens Findeisen  
Geburtsdatum: 28.09.1974  
Geburtsort: Mannheim  
Staatsangehörigkeit: deutsch  
Familienstand: verheiratet

### ***Schulbildung:***

1981 – 1985: Grundschule Birkenau  
1985 – 1994: Werner-Heisenberg-Gymnasium Weinheim, Abitur 1994

### ***Wehrdienst:***

1994 – 1995: ABC-Abwehrbataillon Bruchsal

### ***Studium:***

1995 – 2001: Studium des Allgemeinen Maschinenbau, TU Darmstadt

### ***Berufstätigkeit:***

2002 – 2006: Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Gasturbinen,  
Luft- und Raumfahrtantriebe der Technischen Universität  
Darmstadt

seit 2007: Entwicklungsingenieur bei Kübler GmbH, Ludwigshafen